

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

COLE DOCTORALE : TRANSFERTS, DYNAMIQUE DES FLUIDES, ÉNERGÉTIQUE ET PROCÉDÉS

SPÉCIALITÉ : Énergétique

Jérôme DEWITTE

**Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et
sous pression sur une paroi chauffée**

Soutenue le 27 janvier 2006 devant le jury :

MM.	G. BRENN	Président
	D. BISSIÈRES	
	C. DUMOUCHEL	Rapporteur
	L. HOUAS	Rapporteur
	G. LAVERGNE	Directeur de thèse
	P. VILLEDIEU	
M.	P. BERTHOUMIEU	Membre invité

A la mémoire de mon père

Remerciements

Ces trois années de thèse, passées aux Centres de Toulouse de l'ONERA, ont été riches en enseignements et en échanges, à la fois scientifiques et humains. Je tiens donc à remercier ici quelques-uns de ceux qui ont pris part à cette aventure et ont contribué à son bon déroulement.

Je souhaite tout d'abord saluer l'ADEME et l'ONERA, pour l'intérêt porté au sujet et pour le soutien financier à ces travaux.

J'adresse évidemment mes sincères remerciements à l'ensemble des membres du jury : son Président, Günter Brenn (Université de Graz, Autriche), Christophe Dumouchel (CORIA, Rouen) et Lazhar Houas (IUSTI, Marseille), qui ont accepté malgré leurs emplois du temps bien chargés d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que Dominique Bissières (TURBOMECA, Pau) d'avoir accepté de m'accorder un peu de son temps.

Je souhaite ensuite remercier Jean Cousteix, directeur du Département des Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique, ainsi que Robert Foucaud, responsable de l'Unité Multiphasique Hétérogène, qui m'ont accueilli au sein de leurs équipes.

J'exprime ma plus vive gratitude à Gérard Lavergne, qui a encadré ces travaux de thèse, pour ses conseils précieux, ainsi que pour le soutien et la confiance qu'il m'a témoignés. La liberté qu'il m'a accordée dans mon travail m'a permis d'avancer en gagnant en assurance.

Je remercie de même très sincèrement Pierre Berthoumieu, avec lequel j'ai travaillé lors de la mise en place des bancs expérimentaux utilisés dans le cadre de ce travail. Outre l'aide d'ordre technique et les connaissances pratiques qu'il m'a apportées, je tiens à souligner sa bonne humeur et sa disponibilité à toute épreuve, qui sont un réel plaisir au quotidien.

Un grand merci également à Philippe Villedieu, que j'ai sollicité à de nombreuses reprises pour la partie modélisation de ce travail de thèse. Ses conseils se sont toujours avérés judicieux.

Un grand merci à Christine Pujol, Corinne Plantade et Valérie Duplessis, pour leur accueil, leurs sourires et leur efficacité.

Je n'oublie bien évidemment pas toutes les personnes de l'ONERA que j'ai rencontrées au cours de ces trois années, et notamment le personnel du poste de garde pour sa sympathie et sa serviabilité, ainsi que les permanents, stagiaires et thésards du DMAE qui ont contribué à créer une ambiance de travail très agréable. Parmi ces derniers, je souhaite mentionner :

- les "anciens" : Clarisse qui m'a accueilli dès mon stage de DEA, Nawel dont la gentillesse n'est plus à démontrer, Stéphane et Christophe les deux compères, Olivier Broca mon collègue de chômage, Rodolphe pour ses jeux de mots qui feraient pâlir d'envie monsieur Carambar, et Alex bien évidemment, dont la tactique au tarot défiant toute logique (!) m'a offert de vrais moments de détente ;
- mes compagnons de route, avec lesquels j'ai pu partager les moments de doute du thésard "en fin de carrière" : Valérie et Frédéric ;
- la génération suivante de thésards : Cédric que je connais depuis plus de vingt ans maintenant et Jean-Charles, le boute-en-train de service et accessoirement juke-box vivant, tous deux membres de la célèbre "Plasma Team", Tristan le roi du swing (dans les deux sens du terme), Manu, discret et toujours prêt à rendre service et Ludo, collègue tennisman et super G.O. de la Journée des Doctorants;
- les stagiaires qui n'ont fait que passer mais dont la présence a égayé nos journées (et nos soirées...) : Nick, Federica, Félix, Pierre, Christophe et Clément ;
- last but not least, mes collègues de bureau successifs : David avec qui les discussions à caractère personnel et professionnel ont été un réel enrichissement, Xavier dont les plans ski sont toujours une valeur sûre, Guillaume toujours d'humeur égale, disponible en toute circonstance (même pour les questions idiotes) et qui a eu le bon goût de (presque) m'attendre pour terminer la rédaction de sa thèse, et Brice, colocataire de courte durée mais dont les dialogues avec sa station m'ont permis de me changer les idées lorsque le stress était à son maximum.

Pour n'oublier personne, un grand merci à ma famille, le clan Lalo (même Hélène...) et à mes amis (notamment Tom, Emma et les Insaïens) qui ont toujours cru en moi, même lorsque je ne pensais pas pouvoir arriver au bout de ce projet.

Enfin, le dénouement heureux de cette aventure doit beaucoup, pour ne pas dire plus, à Marie. Un immense merci donc pour son soutien sans faille, sa tolérance lorsque je devenais difficile à vivre, et tout ce qui nous unit depuis quelques belles années déjà !

Table des matières

Nomenclature

I	Problématique	1
1	Introduction générale	3
	1.1 Contexte de l'étude	3
	1.2 Objectif de la thèse	7
	1.3 Plan du mémoire	7
II	Bibliographie	9
2	Etat de l'art	11
	2.1 Un peu d'histoire	11
	2.2 Paramètres influents	13
	2.2.1 Caractéristiques de l'impact	13
	2.2.2 Propriétés du liquide	16
	2.2.3 Propriétés de la paroi	18
	2.2.4 Pression ambiante	22
	2.3 Nombres sans dimension	23
	2.3.1 Nombre de Weber	24
	2.3.2 Nombre de Reynolds	24
	2.3.3 Nombre d'Ohnesorge	25
	2.3.4 Rugosité de surface	25
	2.3.5 Épaisseur de film	25
	2.3.6 Paramètre de Sommerfeld	25
	2.3.7 Température de paroi	30
	2.4 Impact de gouttes sur paroi froide sèche ou mouillée	31
	2.4.1 Dépôt	31
	2.4.2 Rebond	32
	2.4.3 Régime d'éclatement (ou splashing)	34
	2.5 Impact de gouttes sur paroi chaude	37
	2.5.1 Régimes de transfert thermique	38
	2.5.2 Film liquide	40
	2.5.3 Splashing	41
	2.5.4 Rebond	43
	2.5.5 Autres régimes	46
	2.6 Conclusion	46
3	Modèles d'impact de gouttes isolées	49
	3.1 Comparaison des modèles de paroi sèche	50

3.1.1 Critère d'apparition du splashing	50
3.1.2 Caractéristiques des gouttes secondaires (splashing)	51
3.2 Comparaison des modèles de paroi mouillée	55
3.2.1 Critère d'apparition du splashing	55
3.2.2 Caractéristiques des gouttes secondaires (splashing)	55
3.3 Récapitulatif des différents modèles	59
3.4 Conclusion	63
III Étude expérimentale	65
4 Introduction de la partie expérimentale	67
5 Présentation des dispositifs expérimentaux	69
5.1 Banc dédié aux essais à pression ambiante	69
5.1.1 Système de génération de gouttes	69
5.1.2 Alimentation liquide de l'injecteur	71
5.1.3 Liquides utilisés	71
5.1.4 Paroi et système de chauffage	72
5.1.5 Dispositif optique	74
5.1.6 Système d'acquisition des données	74
5.1.7 Technique de mesure utilisée pour l'étude du splashing	77
5.2 Banc haute pression	82
5.2.1 Chambre haute pression	84
5.2.2 Alimentation liquide de l'injecteur	84
5.2.3 Choix de la technique de mesure pour l'étude de splashing	84
5.3 Limitations des techniques de mesure	85
5.4 Estimation des erreurs de mesure sur les gouttes incidentes	86
5.4.1 Erreur relative sur l'aire	86
5.4.2 Erreur relative sur le diamètre	87
5.4.3 Erreur relative sur la distance entre deux gouttes successives	87
5.4.4 Erreur relative sur la vitesse	87
5.4.5 Erreur relative sur le nombre de Weber	87
5.5 Conclusion	87
6 Caractérisation des régimes	89
6.1 Résultats de C. Amiel	89
6.2 Régimes observés à pression ambiante	93
6.2.1 Protocole expérimental	94
6.2.2 Effet des grandes valeurs du nombre de Weber sur les régimes	94
6.2.3 Effet de la température sur les régimes pour de forts nombres de Weber	98
6.2.4 Débit liquide	100
6.3 Extension de la classification de C. Amiel pour de forts nombres de Weber	101
6.4 Régimes observés en milieu pressurisé	103
6.5 Classification des régimes	109
6.6 Conclusion	112
7 Étude du splashing	113
7.1 Protocole expérimental	113
7.2 Résultats pour un jet monodisperse	114
7.2.1 Granulométrie des gouttes secondaires (éthanol, pression atmosphérique) ...	114

7.2.2 Comparaison des résultats avec la littérature	119
7.2.3 Corrélations déterminées à partir des données expérimentales	121
7.3 Résultats pour un jet multiple	125
7.4 Effet de la pression sur la taille des gouttes secondaires	127
7.5 Conclusion	128
IV Modélisation	131
8 Élaboration de modèles d'interaction gouttes/paroi chaude	133
8.1 Formulation des modèles	133
8.1.1 Détermination des frontières entre les régimes d'impact	133
8.1.2 Modèle de dépôt	135
8.1.3 Modèle de rebond	136
8.1.4 Modèle de splashing	141
8.2 Validation du modèle de splashing par des résultats provenant de la littérature	144
8.2.1 Résultats expérimentaux de Richter	144
8.2.2 Résultats expérimentaux de Cossali <i>et al.</i>	147
8.2.3 Récapitulatif de l'ensemble des essais	147
8.3 Conclusion	148
V Conclusion générale	149
9 Conclusions et perspectives	151
VI Annexes	153
A Description analytique des modèles d'impact de goutte isolée	155
A.1 Modèle de Bai et Gosman	156
A.2 Modèle de Park et Watkins	157
A.3 Modèle de Stanton et Rutland	158
A.4 Modèle de Samenfink	159
A.5 Modèle de Mundo	160
A.6 Modèle de Marengo et Tropea	161
B Équations régissant le fonctionnement d'un injecteur monodisperse	163
Références bibliographiques	165

Nomenclature

Lettres latines

Symbole	Signification	Unité
d, D	diamètre des gouttes	[m]
D_{10}	diamètre arithmétique	[m]
D_{2G}	distance entre deux gouttes successives	[m]
D_{32}	diamètre moyen de Sauter (SMD)	[m]
d_m	paramètre de la loi log-normale	[m]
e	épaisseur	[m]
f	fréquence d'impact des gouttes	[s ⁻¹]
h	épaisseur de film	[m]
l	distance entre deux gouttes successives	[m]
m	masse	[kg]
n, N	nombre de gouttes	-
P	pression	[bar]
Q	débit	[kg/s]
r	nombre aléatoire compris entre 0 et 1	-
Ra	rugosité de paroi (moyenne arithmétique)	[m]
Rz	rugosité de paroi (moyenne de 5 zones d'évaluation successives)	[m]
S	surface	[m ²]
T	température	[K]
u, v, V	vitesse des gouttes	[m/s]
Z	nombre sans dimension ($Z = K' \cdot T^{*0.25}$)	-

Lettres grecques

Symbole	Signification	Unité
α	angle formé entre le jet incident et la normale à la paroi	[°]
β	angle de réflexion	[°]
δ	épaisseur de film sans dimension	-
ε	rugosité de surface sans dimension	-
ϕ	déphasage	[°]
η	rapport de masse entre la(les) goutte(s) réémise(s) et la(les) goutte(s) incidente(s)	-
κ	facteur de correction	-
λ	longueur d'onde	[m]
μ	viscosité dynamique	[Ns/m ²]

θ	angle de contact angle formé entre le jet incident et la paroi	[°] [°]
ρ	masse volumique	[kg/m ³]
σ	tension superficielle paramètre de la loi log-normale	[N/m] -
ξ	fréquence d'impact des gouttes sans dimension $\xi=f_b/(u_b/d_b)$,	-
ψ	angle azimutal de déviation fonction utilisée pour l'écriture du splashing dans les modèles	[°]

Exposants

Symbole	Signification
*	sans dimension
min	minimum
max	maximum

Indices

Symbole	Signification
0	relatif aux gouttes incidentes
2G	entre deux gouttes successives
a	« after », après impact
amb	ambient(e)
b	« before », avant impact
c,cr,crit	critique
d	dépôt
dia	diaphragme
eb	ébullition
i, inc	incident
inj	injection
l	liquide
Leid	Leidenfrost
lim	limite
n	normal
Nuk	Nukiyama
opt	optimal(e)
p	paroi
r	rebond ou radial(e)
ref	référence
s	splashing
stat	statique
t	tangentiel(le)

Nombres sans dimension

Symbole	Signification	Définition
Ca	Nombre capillaire	$Ca = \frac{V_0 \mu}{\sigma}$
K	Paramètre de Sommerfeld	$K = Oh \cdot Re^{1,25} = \sqrt[4]{\frac{\rho^3 \cdot V_0^5 \cdot D_0^3}{\sigma^2 \cdot \mu}}$
K'	Nombre de Mundo	$K' = We \cdot Oh^{-0,4}$
La	Nombre de Laplace	$La = \frac{\rho \cdot \sigma \cdot D_0}{\mu^2}$
Oh	Nombre d'Ohnesorge	$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \cdot \rho \cdot D_0}}$
Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho \cdot V_0 \cdot D_0}{\mu}$
S	Nombre de Samenfink	$S = 1/24 \cdot Re \cdot La^{-0,419}$
T*	Température de paroi sans dimension	$T^* = \frac{T_p - T_{eb}}{T_{Leid} - T_{eb}}$
We	Nombre de Weber	$We = \frac{\rho \cdot D_0 \cdot V_0^2}{\sigma}$

Première partie

PROBLEMATIQUE

Chapitre 1

Introduction générale

1.1. Contexte de l'étude

Le transport de biens et de personnes est une source majeure d'émission de dioxyde de carbone (CO_2) et selon une estimation, les $\frac{3}{4}$ des émissions humaines de CO_2 au cours des vingt dernières années seraient dus à la combustion d'énergies fossiles [33]. En effet, convertir l'énergie chimique contenue dans le pétrole et les autres carburants fossiles en une autre forme d'énergie utile (par combustion) implique un grand nombre de contraintes sur l'environnement, en raison des polluants formés lors du processus de combustion. Ces émissions contribuent en grande partie au phénomène d'effet de serre. Depuis la révolution industrielle à la fin du XIX^{ème} siècle et tout au long du XX^{ème} siècle, la température moyenne du globe terrestre n'a cessé d'augmenter. Les conséquences de ce réchauffement sont d'ores et déjà visibles : événements climatiques extrêmes, élévation du niveau moyen de la mer de 10 à 20 cm au cours du siècle dernier, changements radicaux des zones de climat [3]. La figure 1.1 ci-dessous illustre cette augmentation de température.

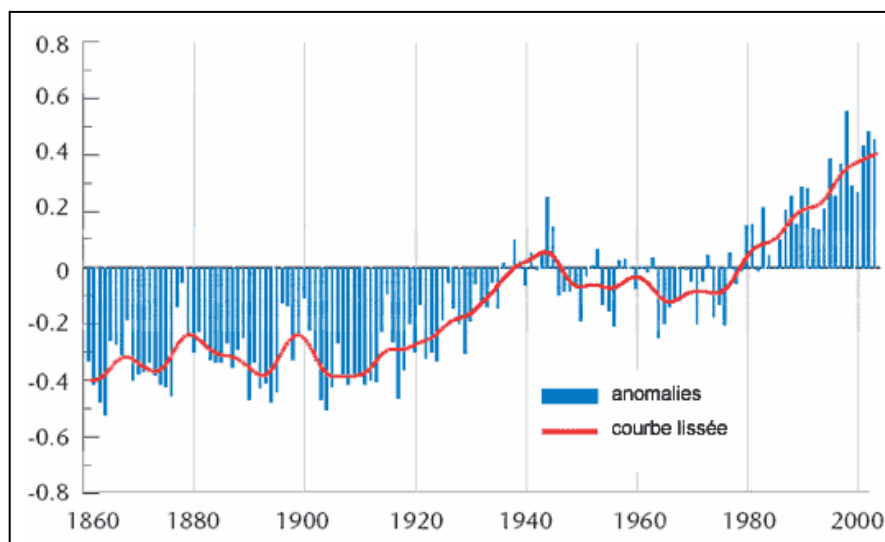


Fig. 1.1 : Variation de la température moyenne à la surface de la Terre de 1861 à 2003 [4]. En ordonnée se trouvent les écarts de température en °C par rapport aux normales calculées pour la période 1961-1990.

La température à la surface de la Terre est indiquée par année (barres bleues) et approximativement décennie par décennie (courbe rouge lissée). Il existe un certain nombre d'incertitudes en ce qui concerne les valeurs annuelles, dues à des insuffisances de données ou à des erreurs de mesure mais au cours des 140 dernières années on peut supposer que la température à la surface du globe a augmenté de 0,4 à 0,8 °C [4], entraînant entre autres une augmentation de la proportion des principaux gaz à effet de serre dans l'atmosphère. La figure 1.2 indique d'ailleurs les changements dans les concentrations atmosphériques de gaz carbonique (CO₂), de méthane (CH₄) et d'oxyde nitreux (N₂O) ces mille dernières années. Les données ont été obtenues en analysant des carottes de glace et des échantillons provenant de névés prélevés sur plusieurs sites de l'Antarctique et du Groenland, ou bien de mesures atmosphériques directes (pour les dernières décennies) [1].

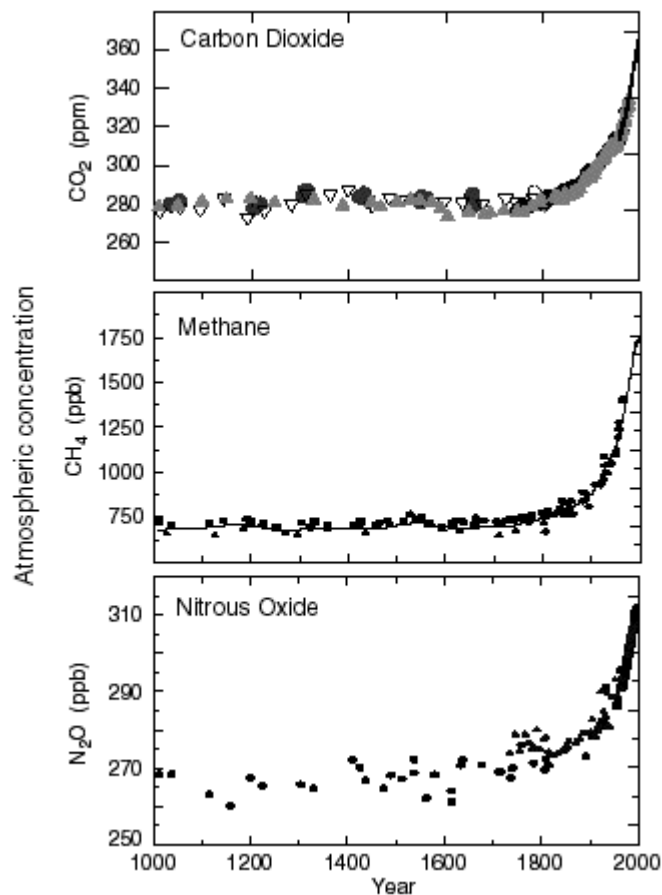


Fig. 1.2 : Proportions des principaux gaz à effet de serre dans la troposphère au cours du dernier millénaire [1]

C'est pourquoi, afin de minimiser ces changements, la communauté internationale tente de trouver des accords comme la Convention cadre sur le changement climatique (Rio, 1992) ou le Protocole de Kyoto (signé en 1997, entré en vigueur en février 2005). Par exemple, les constructeurs automobiles européens se sont engagés à réduire les émissions moyennes de CO₂ de leurs moteurs à 140 g/km en 2008 (équivalent à une consommation de carburant de 6 litres aux 100 km) [7].

Les perspectives de changements climatiques, la connaissance que nous avons à ce jour de l'effet de serre ainsi que la diminution constante des réserves mondiales de carburant fossile poussent les gouvernements du monde entier à se préoccuper de plus en plus de la consommation d'énergie. Dans tous les domaines, l'heure est à l'amélioration des rendements énergétiques : industrie, transports (avancées technologiques visant à diminuer les consommations et les émissions des véhicules, développement de véhicules hybrides et alternatifs), bâtiment (émergence de nouveaux matériaux isolants), agriculture/forêts, déchets (recyclage, utilisation des déchets comme combustible), contrôle des gaz frigorigènes...

Dans le domaine de l'automobile en particulier, les principales recherches portent sur une augmentation du rendement de combustion des moteurs et une baisse des émissions polluantes. C'est dans ce but que le moteur à essence à allumage commandé et à injection directe a été développé par Bosch GmbH en 2002 (fig. 1.3). Il s'agit là d'une des conceptions les plus prometteuses en matière de moteurs à combustion interne. En effet, ce type de moteur permet de réduire la consommation de carburant et d'augmenter les performances (couple moteur supérieur d'environ 5% à celui des moteurs essence traditionnels [25]) tout en maintenant un faible taux d'émissions polluantes (surtout pendant la période critique du réchauffement). Contrairement à l'injection indirecte où le spray peut s'évaporer sur la soupape d'admission chaude, la technologie de l'injection directe délivre une quantité précise de carburant directement à l'intérieur de la chambre de combustion. La faible consommation du moteur à injection directe est due à la notion de charge stratifiée mise en œuvre en charge partielle. Ce phénomène provient d'un effet de giration donné au mélange air/carburant lors de son entraînement dans la soupape d'admission ouverte, générant ainsi un mélange riche près de la bougie et un mélange plus pauvre en périphérie de la chambre de combustion. La chambre d'explosion est donc divisée en deux zones distinctes : un nuage de mélange combustible air/carburant situé autour de la bougie d'allumage, puis une couche d'air et de gaz résiduels thermiquement isolante entourant ce nuage. En charge partielle, la tubulure d'aspiration permet au moteur à injection directe de réaliser une plus grande économie que l'injection indirecte. Lorsque la charge moteur augmente, celui-ci adopte alors une charge de cylindre homogène (la quantité de carburant est fonction directement de la masse d'air aspirée).

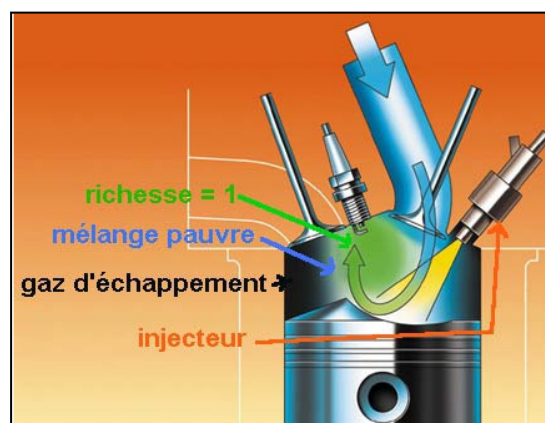


Fig. 1.3 : *Principe de fonctionnement d'un moteur essence à injection directe*

Le contrôle du processus est délicat puisque ce système doit avoir le potentiel de créer une charge stratifiée ou une charge homogène suivant le type de fonctionnement souhaité. Ces

contraintes nécessitent la production d'un spray de carburant composé de très fines gouttelettes, ce qui est d'autant plus critique dans le cas de la charge stratifiée où les gouttelettes n'ont que très peu de temps pour s'évaporer. Au vu de ces remarques, il est donc indispensable d'étudier ces gouttes et l'évolution de leur taille à l'intérieur de la chambre de combustion.

L'ONERA/DMAE développe ainsi depuis de nombreuses années des programmes de recherche dans le domaine de la modélisation des écoulements diphasiques rencontrés dans les chambres de combustion de systèmes propulsifs. L'objectif est d'améliorer la compréhension puis la simulation des différents phénomènes physiques qui interviennent dans la formation, le transport et la combustion du brouillard (fig. 1.4) :

- désintégration primaire du jet (ou de la nappe) liquide de carburant en gouttelettes,
- pulvérisation secondaire,
- dispersion turbulente,
- évaporation et combustion des gouttelettes,
- interactions gouttes/parois,
- interactions entre gouttes.

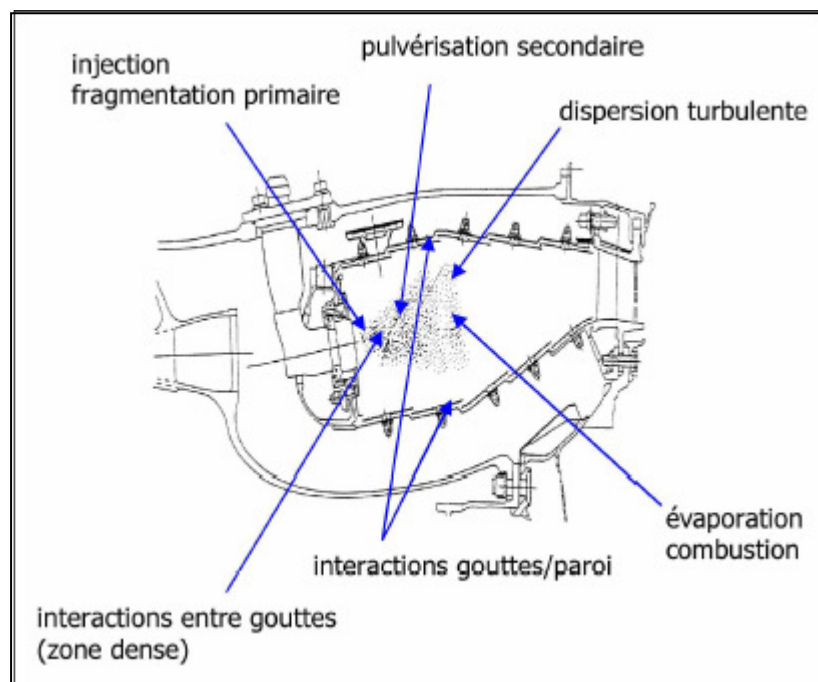


Fig. 1.4 : *Détail des phénomènes physiques intervenant au sein d'une chambre de combustion de turbomachine*

Dans cet objectif, un module de calcul diphasique LSD (Lagrangian Simulation of Droplets) a été élaboré par Bissières en 1997 [20] (module associé au code MSD – Mathilda Saphyr Diamant, aujourd'hui remplacé par le code CEDRE – Calculs d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique – associé au module SPARTE pour le transport de particules) afin de modéliser le transport de gouttes de carburant à l'intérieur d'une chambre de combustion et modélisant par la même occasion les phénomènes énoncés ci-dessus. Cependant, aujourd'hui encore, certains phénomènes relatifs aux interactions entre un jet de carburant et les parois

d'une chambre de combustion sont toujours peu ou mal modélisés et font que la granulométrie des gouttes résultant de ces interactions n'est pas très bien connue. Or c'est cette granulométrie qui est déterminante lors du calcul du rendement d'une chambre de combustion et qui détermine le niveau des émissions polluantes. Les phénomènes mis en jeu concernent les rebonds de gouttes sur parois chaudes en présence ou non d'un film liquide, le régime de *splashing*, les phénomènes d'accumulation (par exemple dans une zone de recirculation), la formation d'un film liquide, le ruissellement et la pulvérisation de ce film en gouttes. Depuis plusieurs années, l'unité Multiphasique Hétérogène de l'ONERA/DMAE travaille sur ces problèmes et des modèles de rebond et de dépôt ont été développés et intégrés aux codes de calcul.

1.2. Objectif de la thèse

L'objet de cette thèse effectuée à l'ONERA/DMAE, en collaboration avec l'ADEME, est donc de poursuivre cet effort avec comme objectif l'élaboration d'une modélisation des différents régimes d'impact. En particulier l'étude du régime de *splashing* fait l'objet d'une étude approfondie (chapitre 7). En effet, ce régime est mal connu ; une base de données est nécessaire pour établir des corrélations entre les divers paramètres régissant ce phénomène. Dans cet objectif, une étude expérimentale a été mise en place afin d'étudier le comportement de gouttes d'éthanol et d'isooctane venant frapper une paroi mise en température (de 300 à 550 K). Cette recherche s'appuie notamment sur les premiers résultats obtenus dans le cadre de la thèse de Clarisse Amiel [9], également réalisée au Centre de Toulouse de l'ONERA, avec le soutien de l'ADEME et de Renault, et dont les principaux travaux ont abouti à une classification des régimes d'interaction gouttes/parois à la pression atmosphérique pour de faibles *nombres de Weber*.

A la suite de cette étude expérimentale, une modélisation de la distribution des gouttes secondaires résultant du *splashing* est proposée. Le modèle ainsi défini est alors intégré dans une modélisation globale des différents régimes d'impact et validé à l'aide de différentes données expérimentales provenant de la littérature.

1.3. Plan du mémoire

La structure de ce rapport de thèse est composée de trois grandes parties. Après la présentation d'une étude bibliographique la plus complète possible sur les phénomènes d'interaction gouttes/parois, le banc expérimental est décrit. La seconde partie, qui constitue la contribution majeure de ce travail de thèse, s'appuie sur l'étude des frontières entre les trois principaux régimes d'impact, à pression atmosphérique mais également en pression. A partir de ces connaissances, une étude dédiée au régime de *splashing* est entreprise, dans le but de quantifier la distribution en tailles des gouttelettes secondaires générées à la suite du *splashing* (en fonction des paramètres du jet incident tels que la vitesse et le diamètre des gouttes mais également de la température de paroi). Enfin, la troisième partie de ce rapport propose une modélisation des phénomènes d'interactions gouttes/paroi qui intègre les corrélations établies expérimentalement en ce qui concerne le phénomène de *splashing*. L'approche retenue est ainsi présentée en détail.

Deuxième partie

BIBLIOGRAPHIE

Chapitre 2

État de l'art

Cette première partie résume, au travers des nombreuses études menées sur l'interaction gouttes/paroi, l'ensemble des points essentiels nécessaires à la bonne compréhension du sujet. Même si ces études sont principalement liées à l'optimisation de l'injection de carburant dans les chambres de combustion des moteurs automobiles et aéronautiques, l'interaction gouttes/paroi se manifeste également dans d'autres domaines industriels (revêtement de surfaces, peintures), médicaux (aérosols), de la vie courante (imprimante à jet d'encre) ou liés à l'environnement (prévention des incendies).

Au travers des documents rencontrés et des observations liées aux expérimentations déjà réalisées, nous allons dans un premier temps définir les principaux nombres adimensionnels permettant de classer les régimes d'interaction, puis les paramètres influençant ces régimes sont recensés ; enfin, les différents régimes d'impact existants sont décrits. Toute cette étude préliminaire a pour but de dresser l'état de l'art concernant les interactions gouttes/paroi et également de mettre l'accent sur les aspects encore méconnus de ce sujet complexe.

2.1. Un peu d'histoire...

L'interaction entre des gouttes et une paroi est un sujet d'intérêt depuis plus d'un siècle. Les premières publications recensées traitant de l'impact de gouttes sur une surface solide remontent aux années 1870 et ont été publiées par A.M. Worthington [120,122] (fig. 2.1). Ses études portent sur des gouttes de mercure ou d'un mélange eau/lait de 6 mm de diamètre générées par un tube capillaire vertical, entrant en collision avec une paroi froide. Worthington explique de quelle manière il a utilisé des décharges électriques (agissant comme un flash d'appareil photo) pour figer chaque goutte tombant sur la paroi. Il relate également dans ses papiers la dynamique de l'impact et les différentes étapes de la vie de la goutte : étalement de la goutte jusqu'à un diamètre maximum, puis contraction de celle-ci due aux forces de tension superficielle et enfin détachement d'une goutte secondaire après la formation d'un ligament vertical (fig. 2.1). En 1908, Worthington publie un livre intitulé *A Study of Splashes* [121] qui contient 199 essais d'impact de gouttes sur paroi solide. Il s'agit là du premier livre sur le sujet et accessible au grand public.

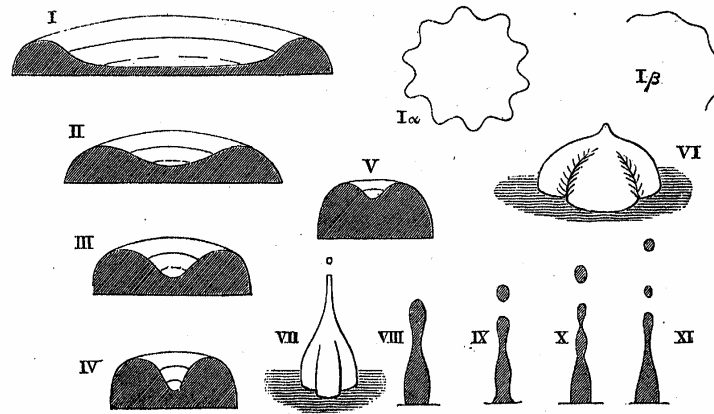


Fig. 2.1 : Dynamique de l'impact de gouttes de lait sur une paroi froide [122]

Thème	Auteurs principaux
Evaporation de gouttes	1952 : Ranz & Marshall [88], 1959 : Tamura & Tanasawa [113], 1966 : Wachters & Westerling [116], 1967 : Pederson [85], 1978 : Seki, Kawamura & Sanokawa [105], 1983 : Chin & Lefebvre [23], 1994 : Béard [15].
Phénomène de Leidenfrost	1966 : Leidenfrost [62], Gottfried, Lee & Bell [43], 1965 : Baumeister & Hamill [12], 1973 : Baumeister & Simon [13], 1974 : Hoogendorn & Den Hond [50], 1986 : Goldshtik, Khanin, & Ligai [42] 2000 : Le Clercq [58].
Impact de gouttes sur film liquide	1967 : Hobbs & Osheroff [48], 1969 : Kopchikov, Voronin, Kolach, Labuntsov & Lebedev [55], 1976 : Macklin & Metaxas [68], 1991 : Platet & Lavergne [86], 1995 : Eckhause & Reitz [35], 1998 : Tropea & Marengo [114].
Rebond de gouttes	1969 : McGinnis & Holman [72], 1974 : Brant Foote [21], 1994 : Béard [15], 1998 : Marengo, Sikalo & Tropea [69], 2002 : Amiel [9].
Régime de splashing	1977 : Stow & Stainer [112], 1995 : Mundo, Sommerfeld & Tropea [75], 1999 : Samenfink, Elsässer, Dullenkopf & Wittig [102], 2002 : Grover & Assanis [45], Amiel [9].

Tab. 2.1 : Principales études expérimentales traitant des interactions gouttes/paroi

Par la suite, l'intérêt pour l'étude des interactions gouttes/paroi n'a cessé d'augmenter. En 1938, Frössling [38] s'intéresse à l'impact de gouttes sur une paroi chaude et plus particulièrement à l'évaporation de ces gouttes au contact de la paroi. Dès lors de nombreux papiers sont écrits sur le sujet, basés sur des études expérimentales, qui vont se poursuivre tout au long du XX^{ème} siècle. Les principaux travaux sont recensés dans le tableau 2.1 et classés par thème de recherche.

Le but principal des expériences menées dans le domaine depuis toutes ces années consiste à comprendre comment contrôler et prévoir le résultat du processus d'impact. Au début du XX^{ème} siècle, les bancs expérimentaux utilisés étaient plutôt rudimentaires et peu précis. Depuis cette époque, les moyens expérimentaux se sont peu à peu perfectionnés et les données expérimentales se sont multipliées, ce qui a permis l'élaboration de modèles basés sur des corrélations empiriques, relativement fiables. Les principaux modèles ont été développés dans les années 90 par Bai & Gosman [10,11], Park & Watkins [84], Stanton & Rutland [110], Samenfink [100,102], Mundo [77], Marengo & Tropea [98]. Tous ces modèles ont cependant certaines lacunes dans la mesure où ils ne prennent en compte que certains paramètres influents (par exemple, la température de paroi n'est que rarement intégrée) et où certains régimes comme le *splashing* (éclatement des gouttes) sont traités de façon très sommaire. La connaissance des paramètres qui contrôlent l'interaction gouttes/paroi reste complexe, du fait du grand nombre de variables mises en jeu. En effet, le résultat de l'impact d'une goutte sur une paroi solide dépend des propriétés du liquide (viscosité, tension de surface, densité), du diamètre de la goutte incidente ainsi que de sa vitesse (principalement de la composante normale à la paroi). Par ailleurs, il faut également prendre en considération la rugosité de la paroi, l'épaisseur du film liquide présent sur la paroi (si tel est le cas) mais aussi la température de cette paroi et la fréquence avec laquelle les gouttes viennent la frapper (dans le cas d'un train de gouttes par exemple). L'influence de tous ces paramètres est détaillée dans ce qui suit.

2.2. Paramètres influents

Ce chapitre illustre les principaux paramètres influençant les régimes d'interaction gouttes/paroi, au moyen d'exemples de résultats tirés de la littérature. La première catégorie de paramètres ayant un effet sur le processus d'impact est liée aux caractéristiques mêmes de l'impact, il s'agit principalement de la vitesse et du diamètre des gouttes incidentes ainsi que de l'angle que forme le jet de gouttes avec la normale à la paroi.

2.2.1. Caractéristiques de l'impact

- **Vitesse des gouttes incidentes**

Yao *et al.* [124] ont étudié l'influence de la vitesse incidente des gouttes (vitesse tangentielle) sur l'impact. Les expériences ont été effectuées dans des conditions d'impact rasant et pour des températures de paroi élevées (supérieures à la température d'ébullition du liquide constituant les gouttes). Une étude approfondie de la vitesse tangentielle montre qu'une augmentation de ce paramètre entraîne deux conséquences. Tout d'abord lorsque la goutte traverse la couche limite gazeuse, elle est soumise à des perturbations qui ont pour effet de la distordre et de l'étirer avant l'impact. Ensuite, la paroi exerce soudainement une force horizontale sur la goutte, source de nouvelles déformations. Par conséquent, une

augmentation de la vitesse tangentielle a tendance à déstabiliser la goutte (dans des conditions d'impact rasant).

Concernant la vitesse normale des gouttes incidentes, Rioboo *et al.* [95] ont observé qu'une augmentation de cette vitesse favorise le régime de splashing, en raison d'une énergie incidente plus importante.

- **Diamètre des gouttes incidentes**

De même que la vitesse incidente, Rioboo *et al.* [95] se sont intéressés à l'effet de la taille des gouttes sur le résultat de l'impact. Les expériences ont porté sur des gouttes d'éthanol ($V_0=2,4$ m/s, impact sur du verre poli) dont le diamètre est de 1,35 mm puis 2,78 mm. Ils ont remarqué que les petites gouttes produisaient un dépôt (fig. 2.2a) alors que les gouttes les plus grosses entraînaient l'apparition du splashing – appelé *corona splash* (fig. 2.2b). Ceci tend à prouver que plus les gouttes incidentes sont grosses, plus la probabilité d'obtenir du splashing est grande.

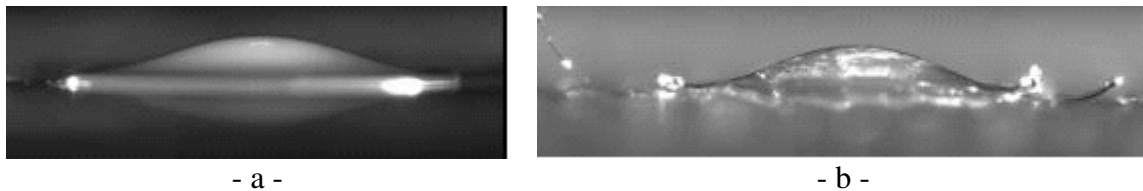


Fig. 2.2 : Effet du diamètre des gouttes incidentes sur le résultat de l'impact [95]

- **Angle incident**

Lorsqu'une goutte entre en collision avec une paroi solide, l'orientation de la (les) goutte(s) secondaire(s) générée(s) dépend fortement de l'angle de la goutte incidente, noté α . Cet angle est défini par rapport à la normale à la surface solide, β est l'angle de réflexion avec lequel les gouttes secondaires quittent la paroi et ψ est l'angle azimutal de déviation des gouttes réfléchies, défini dans le plan de la surface solide (cf. figure 2.3).

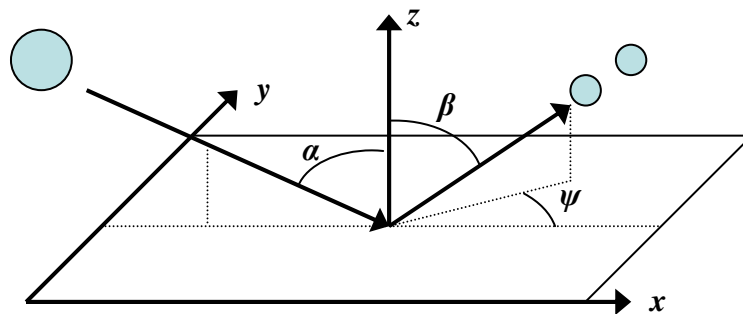


Fig. 2.3 : Schéma décrivant les angles incident, de réflexion et azimutal pour des gouttes entrant en collision avec une paroi

La valeur de l'angle incident peut changer la nature de l'impact, qui dépend en grande partie de la valeur de la quantité de mouvement de la goutte, normale à la paroi. En effet, une augmentation de l'angle incident entraîne une baisse de cette quantité de mouvement et dans certains cas, les gouttes vont se déposer et s'étaler sur la paroi pour de forts angles incidents, alors qu'elles vont se briser en gouttes secondaires pour un angle très faible (impact normal par exemple).

Par ailleurs, l'angle incident α a un effet sur la distribution dans l'espace des gouttes secondaires formées (lorsque tel est le cas). La figure 2.4 ci-dessous illustre bien le fait que dans le cas d'un impact normal (b) celles-ci sont réparties tout autour du point d'impact alors que pour un impact à 45° (a) les gouttes générées sont localisées du côté opposé au plan incident ($V_{n,z}$). De même, on peut observer sur la figure 2.5 qu'une variation de l'angle incident influe sur le nombre, la direction et la stabilité des jets de gouttes secondaires.

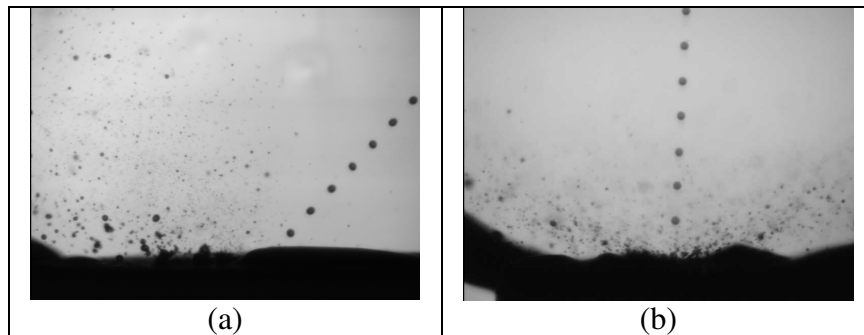


Fig. 2.4 : Influence de l'angle incident sur la répartition spatiale des gouttes secondaires, pour un impact à 45° (a) et un impact normal (b) [34]

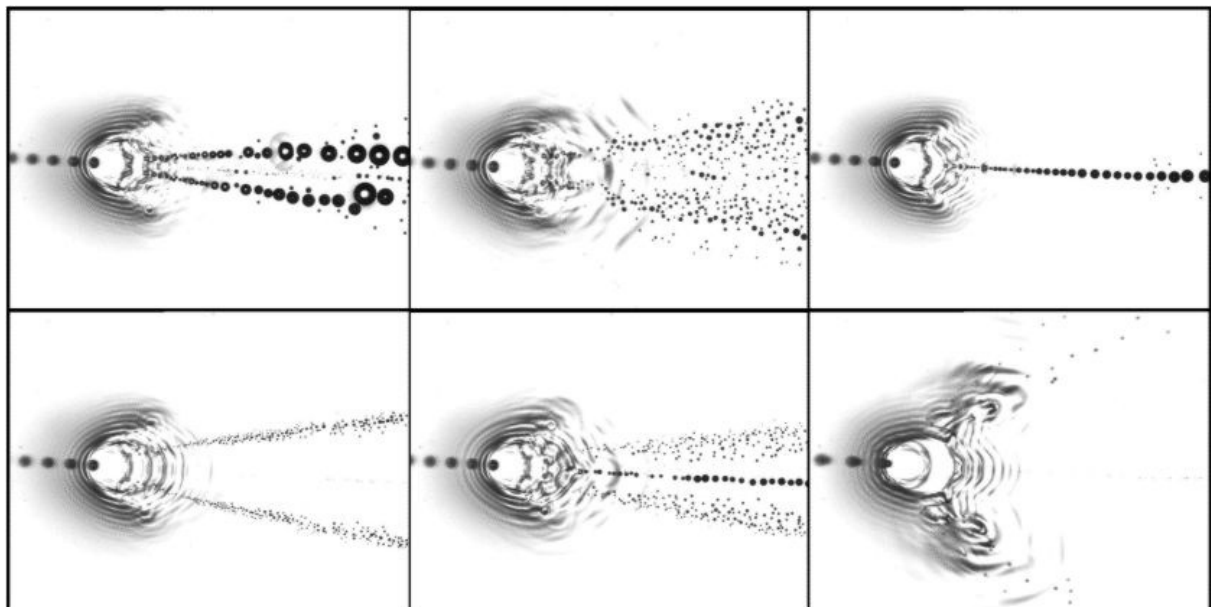


Fig. 2.5 : Impact d'un jet de gouttes monodisperses sur un film liquide résiduel [57]

Senda *et al.* ont également montré dans leurs travaux que l'angle incident avait une influence sur la forme du liquide qui restait en surface à la suite d'un impact [106]. Pour un impact normal à la paroi, l'épaisseur du film liquide formé est maximale, ceci est dû au fait qu'une grande partie du liquide reste sur la paroi sans aucun mouvement de glissement le long de celle-ci. En revanche lorsque le jet incident arrive de façon oblique sur la paroi, le point d'épaisseur maximale du film liquide se situe en aval de l'écoulement et la forme du film change, elle passe d'un cercle (impact normal) à une ellipse (impact oblique) ; le film liquide créé est ainsi plus fin.

En ce qui concerne l'angle de réflexion, celui-ci dépend également des propriétés du liquide. Si une grande quantité d'énergie est perdue durant le processus de déformation, les gouttes qui rebondissent quittent la paroi avec un angle supérieur à l'angle incident. La différence de valeur entre l'angle incident et l'angle de réflexion est due à la fois à la perte de quantité de mouvement lors de l'impact mais également au transfert de cette quantité de mouvement d'une direction à une autre. Par contre, si une goutte constituée d'un liquide dont la tension de surface est importante entre en collision avec une paroi, l'impact peut être quasi élastique et dans certains cas l'angle de réflexion peut être égal à l'angle incident.

Les trois paramètres ci-dessus liés aux propriétés du jet incident (vitesse, diamètre et angle incident) interviennent dans le calcul de la plupart des nombres sans dimension définis dans la section 2.3 et notamment dans l'écriture du nombre de Weber, qui est utilisé par la suite pour la réalisation des essais expérimentaux.

2.2.2. Propriétés du liquide

Après les caractéristiques de l'impact, la deuxième catégorie de paramètres influençant fortement les régimes d'interaction concerne les propriétés du liquide utilisé.

- **Tension de surface**

La tension de surface est la force qui tend à minimiser la surface d'une goutte (ce qui lui donne sa forme sphérique) et à assurer sa cohésion lorsqu'elle subit des déformations. Plus la tension de surface d'une goutte est importante, plus la probabilité qu'elle se désintègre lors de son entrée en collision avec la paroi est faible (fig. 2.6).

Sikalo *et al.* [107] ont réalisé des expériences avec des liquides ayant différentes valeurs de tension de surface. Ils ont remarqué que lorsqu'une goutte avec une tension superficielle relativement faible entre en collision avec une paroi, une couronne se forme puis se brise en gouttes secondaires alors que pour un liquide dont la tension superficielle est plus élevée, la goutte se dépose.

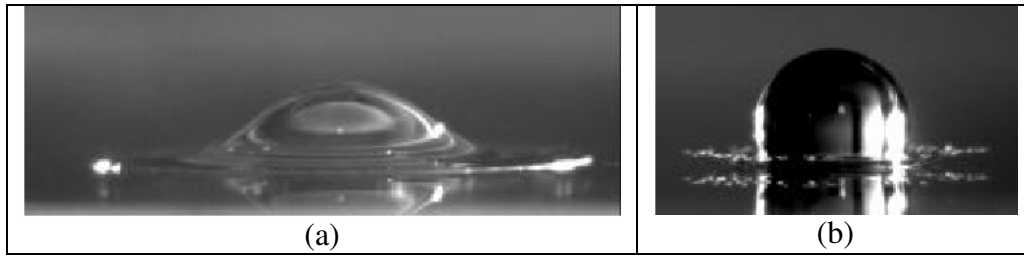


Fig. 2.6 : Influence de la tension de surface. Impact de gouttes ($D_0=3 \text{ mm}$, $V_0=2.5 \text{ m/s}$) sur une paroi froide en verre poli avec en (a) de l'eau ($\sigma = 0.073 \text{ N/m}$) et en (b) de l'éthanol ($\sigma = 0.022 \text{ N/m}$) [95]

- **Viscosité**

La viscosité est la propriété du fluide qui génère une dissipation d'énergie lors de l'impact, par le biais d'une perte de quantité de mouvement. Cette grandeur a également un effet sur l'étalement de la goutte au moment du processus d'impact. Le rapport entre l'étalement en paroi et le diamètre initial de la goutte est inversement proportionnel à la viscosité du fluide [107] ; c'est ce qu'illustre la figure 2.7. Le graphe traduit le rapport étalement sur diamètre incident (en ordonnée) en fonction d'un temps sans dimension (en abscisse), pour des gouttes constituées de trois liquides différents (eau, isopropanol et glycérine) et une valeur du nombre de Weber égale à 90.

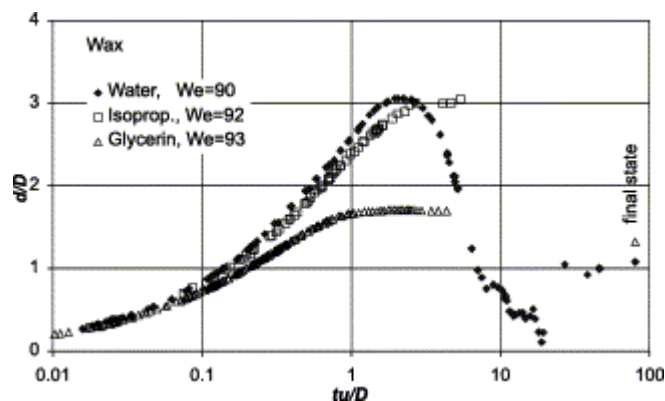


Fig. 2.7 : Effet de la viscosité sur l'étalement et la contraction de gouttes d'eau ($\mu=1 \text{ MPa.s}$), d'isopropanol ($\mu=2,4 \text{ MPa.s}$) et de glycérine ($\mu=116 \text{ MPa.s}$) après impact sur de la cire ($We=90$) [107]

L'importante dissipation d'énergie des fluides les plus visqueux limite ainsi la formation d'une colonne liquide au niveau du point d'impact. Ceci a été observé et quantifié en mesurant la hauteur de cette colonne. De plus, Sikalo *et al.* ont étudié trois liquides ayant des viscosités différentes et ont montré que le liquide le moins visqueux produisait un rebond partiel dans des conditions où le fluide le plus visqueux rebondissait plus difficilement après que la goutte soit entrée en collision avec la paroi solide.

2.2.3. Propriétés de la paroi

Le résultat de l'impact d'une goutte sur une paroi dépend également de la nature du matériau et de la structure de sa surface.

- **Rugosité de surface**

La mesure de la rugosité est une tentative de chiffrage d'un état de surface. La rugosité se mesure par exemple à l'aide d'un palpeur muni à son extrémité d'un capteur (quartz) qui se déplace sur la surface de la pièce. La plupart des rugosimètres sont équipés d'un ordinateur et ont la possibilité de restituer un graphique. Les valeurs principalement utilisées pour déterminer la rugosité d'un échantillon sont R_a et R_z , définies dans la figure 2.8 ci-dessous.

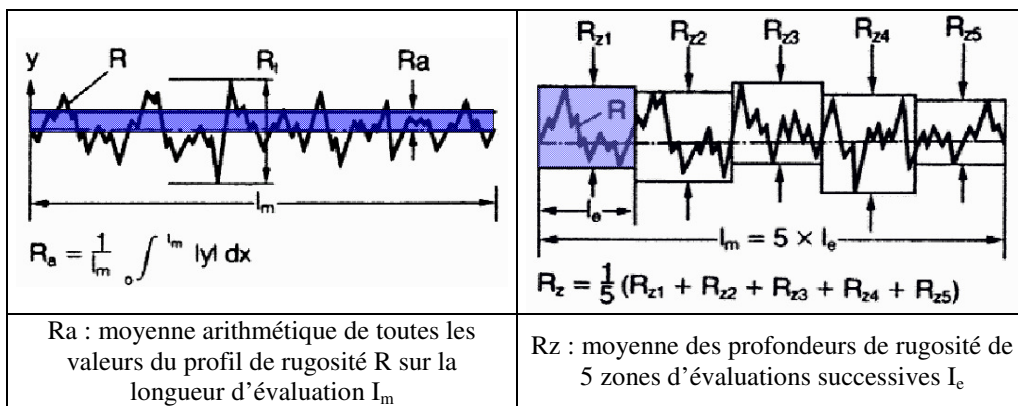


Fig. 2.8 : Définition des rugosités R_a et R_z

Les régimes d'interaction qui peuvent se produire lorsqu'une goutte entre en collision avec une paroi rugueuse sont les mêmes que ceux que l'on peut rencontrer avec une paroi lisse. La goutte peut se déposer et/ou rebondir, avec ou sans splash. Cependant, les critères de transition entre les différents régimes d'impact ne sont pas exactement les mêmes selon que la paroi est lisse ou rugueuse. L'effet de la rugosité de la paroi sur l'évolution des gouttes à l'impact est un sujet d'intérêt depuis les années 1950. Des études ont montré que les frontières entre les régimes de splashing et de dépôt se situent à des nombres de Weber plus élevés lorsque la rugosité diminue, autrement dit l'énergie d'impact doit être plus grande dans le cas des surfaces lisses pour obtenir la production de gouttes secondaires [107,112,122].

Une autre étude numérique et expérimentale menée par Geldorp *et al.* [39] sur l'impact de gouttes (mélange de glycérine et d'eau) sur paroi sèche et froide à diverses rugosités (verre poli de rugosité $R_a=0,003 \mu\text{m}$ et verre rugueux de $R_a=26 \mu\text{m}$) a montré une diminution de l'étalement maximal de la goutte de 10 % lorsque la paroi est rugueuse. La rugosité réduit donc l'étalement de la goutte.

Par contre, elle augmente les instabilités de la goutte en surface. L'éclatement ponctuel (génération de gouttelettes directement au niveau de la ligne de contact au début du processus d'étalement, lorsque les lamelles ont une grande vitesse radiale) est fortement accentué par la rugosité. Ce phénomène est illustré par la figure 2.9.



Fig. 2.9 : Influence de la rugosité de surface sur l'impact de goutte (même nombre de Weber, même liquide, paroi froide). Les conditions d'impact sont les mêmes dans les deux cas, mais en (a) la surface est lisse, en (b) elle est rugueuse [95]

Lorsque des gouttes de très petites tailles entrent en collision avec une paroi, la rugosité a une très grande importance. Des études ont montré que le processus de splashing devient beaucoup plus aléatoire dans le cas d'une forte rugosité. De plus, le nombre de gouttes secondaires présentes dans la zone d'impact est plus important que pour une rugosité faible et les mesures montrent que la distribution de tailles de ces gouttes est décalée vers les petits diamètres pour des parois très rugueuses [19,75].

Sommerfeld [109] a étudié l'effet de la rugosité sur l'évolution de la trajectoire de particules solides rencontrant une paroi. A partir de résultats expérimentaux, une distribution de l'angle de la rugosité a été définie par une fonction de distribution normale. La déviation par rapport à cette distribution est due à la structure de la rugosité et à la taille de la particule. La première idée laisse à penser que la structure et la taille de la rugosité de la paroi vont beaucoup influencer le type de collision des petites particules (diamètre $< 100 \mu\text{m}$). Cependant, après le rebond, les particules sont rapidement entraînées par l'écoulement, la rugosité de la paroi n'ayant qu'un effet très localisé. Par contre, une particule de taille plus grande va couvrir plusieurs structures de rugosité durant l'impact. Ainsi cette particule va moins ressentir les effets de la rugosité (fig. 2.10). Cependant, en raison de leur grande inertie, les grosses particules auront besoin de plus de temps pour stabiliser leur comportement après l'impact.

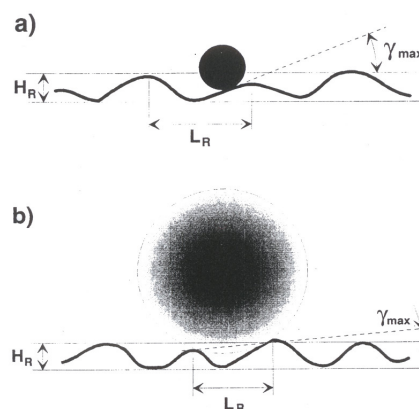


Figure 2.10 : Effet de la rugosité de paroi pour des petites et plus larges gouttes [9]

De plus, un autre phénomène lié à la rugosité de la surface peut intervenir, c'est ce que l'on appelle l'effet d'ombre (fig. 2.11). Pour les impacts rasants, la probabilité qu'une goutte

frappe la face visible d'un élément de rugosité est bien plus grande que la probabilité qu'elle frappe la face cachée. L'impact sur la face visible entraîne un retournement de la distribution de l'angle de rugosité effective vers les valeurs positives puisque les particules ne peuvent pas atteindre le côté opposé de la structure. Pour de faibles angles d'impact, l'angle d'impact effectif est donc plus important comparé à l'angle de la trajectoire de la particule par rapport à une paroi lisse [75]. Ceci entraîne un transfert d'énergie de la composante longitudinale à la paroi vers la composante normale : la composante normale de la vitesse du rebond devient plus importante. Il en résulte un impact plus fort et par conséquent la formation d'un plus grand nombre de gouttes secondaires [95,112,115].

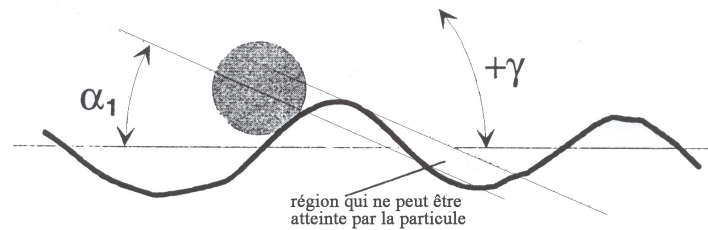


Fig. 2.11 : Illustration de l'effet d'ombre [9]

Lorsqu'une goutte vient frapper une surface rugueuse, la masse de liquide qui se dépose sur la paroi pendant le régime de splashing est plus importante que lors d'un impact sur une paroi lisse [76], probablement parce que la rugosité de surface empêche le liquide qui repart de la paroi d'être redirigé dans la direction normale à cette paroi [77]. Quand la paroi est chauffée, sa rugosité influence également le résultat de l'impact en changeant la température de Leidenfrost (qui augmente avec la rugosité). Ceci s'explique par le fait que la présence des aspérités de la paroi peut entraîner un contact entre la surface et le film liquide [17].

- **Mouillabilité**

La mouillabilité décrit la capacité d'un liquide à s'étaler sur une paroi solide dans une phase environnante gazeuse. Elle se quantifie en mesurant l'angle de contact statique θ_{stat} , défini sur la figure 2.23. Si cet angle est supérieur à 90° le liquide est dit « non mouillant » et au contraire s'il est inférieur à 90° il est dit « partiellement mouillant ». Dans le cas limite où $\theta_{\text{stat}}=0$, la goutte s'étale complètement sur la paroi et crée un film liquide. L'angle de contact statique peut être considéré comme constant pour un liquide et un type de paroi donnés [75].

La mouillabilité d'un système liquide/solide/gaz est un paramètre important dans le résultat de l'impact d'une goutte sur une paroi solide. Il a été démontré dans les expériences de Rioboo *et al.* [94] que dans des configurations d'impact identiques, la probabilité de rencontrer le rebond était la plus forte avec les systèmes non mouillants. Pour les systèmes très mouillants, la déformation des gouttes immédiatement après l'impact était moins prononcée et les gouttes s'accumulaient en surface pour former une masse de liquide compacte (film) plutôt qu'un rebond de gouttes.

Il n'est pas aisé de déterminer l'influence de la mouillabilité sur l'impact de façon précise car elle dépend de nombreux paramètres, comme la tension de surface et la viscosité du liquide

mais également des conditions mêmes de l'impact. A ce sujet, Sikalo *et al.* ont observé que l'effet de la mouillabilité était bien plus grand dans le cas d'impact à faibles Weber et faibles Reynolds (c'est-à-dire les impacts de faible énergie cinétique) [107]. Par ailleurs, l'angle de contact est fonction de la structure de la surface mais aussi de sa température [18,95].

Selon Emmerson [36] la température de Leidenfrost dépend également de la mouillabilité (bien plus que de la diffusivité thermique). Si la mouillabilité est faible, le liquide ne formera pas facilement un film liquide sur la paroi et des températures de paroi plus élevées seront nécessaires pour atteindre le régime d'ébullition. Ceci provient de la difficulté du liquide à s'étaler sur la paroi, ce qui réduit la surface de contact entre le liquide et le film et par conséquent limite le taux d'évaporation.

- **Propriétés thermiques de la paroi**

L'influence du matériau constituant la paroi sur le résultat de l'impact est la plus forte lorsque cette paroi est chauffée, car la conductivité thermique du matériau affecte le taux de transfert de chaleur entre la paroi et le liquide. Pour des matériaux hautement isolants, l'inertie thermique est importante lors du chauffage de la paroi et ceci a un effet sur la température de Leidenfrost des gouttes déposées sur cette paroi [13,79]. C'est ce qu'illustre la figure 2.12.

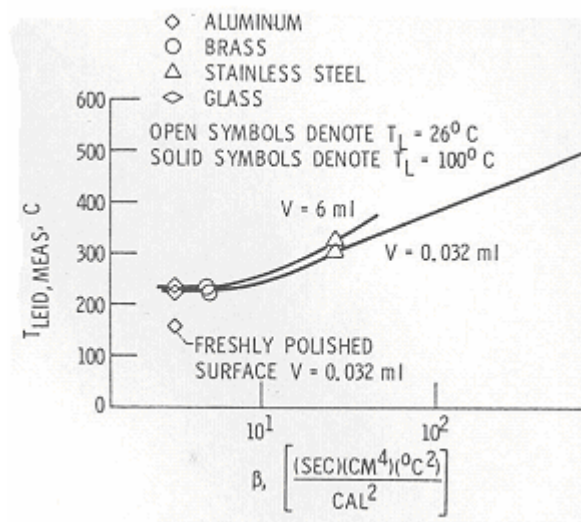


Fig. 2.12 : Effet du matériau et du volume initial de la goutte sur la température de Leidenfrost de l'eau [14]

En abscisse est porté un paramètre appelé β , inverse du produit de la conductivité thermique du matériau, de sa capacité calorifique et de sa densité, en ordonnée est donnée la température de Leidenfrost du matériau concerné en °C.

- **État de la surface**

La figure 2.13 ci-après traduit l'effet de l'état de la surface de la paroi (sèche ou mouillée) sur le résultat de l'impact d'une goutte. Les conditions d'impact et de température sont

absolument identiques dans les deux cas ($We=329$, $T_p=313$ K), la seule différence réside dans le fait qu'en (a) la paroi est entièrement sèche avant l'impact de la première goutte alors qu'en (b) il reste un résidu liquide sur celle-ci.

Des photos ont été prises à trois instants différents (au moment de l'impact, puis 6 et 14 ms après cet impact). On remarque que pour une même configuration d'impact, la goutte qui vient frapper la paroi se dépose lorsque celle-ci est sèche, alors qu'elle éclate en petites gouttelettes lorsqu'elle est mouillée. Par conséquent, pour réaliser des classifications de régimes et comparer des expériences réalisées par différents auteurs, il est indispensable de préciser si les essais ont été effectués sur paroi mouillée ou totalement sèche.

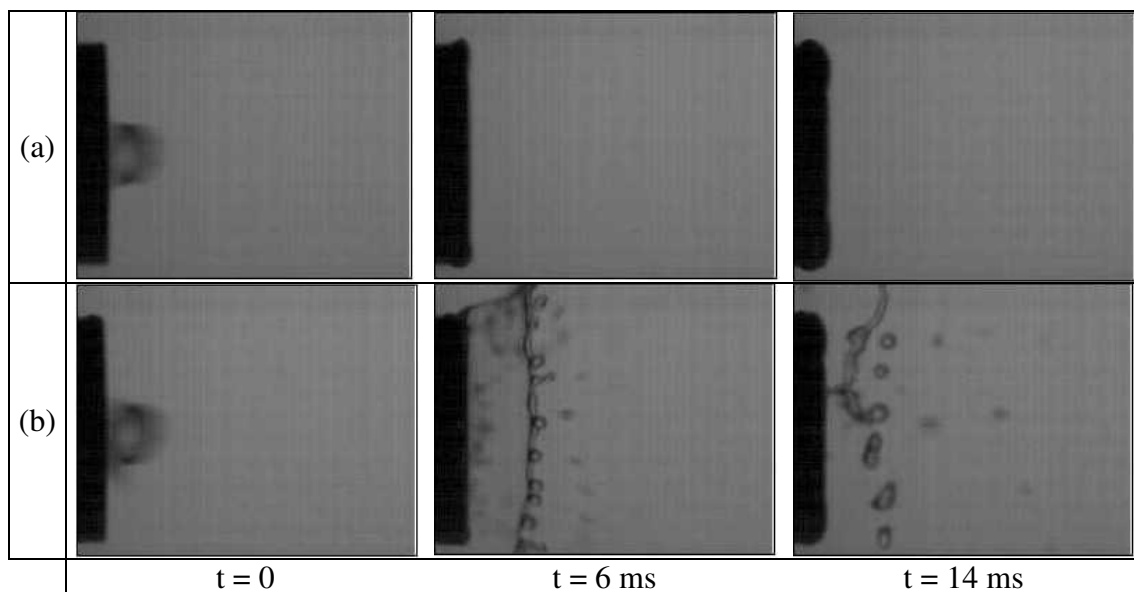


Fig. 2.13 : Influence de la présence ou non d'un résidu de liquide avant l'impact d'une goutte sur la paroi ($T_p = 313$ K). En (a) la paroi est sèche et la goutte se dépose, en (b) la paroi est légèrement mouillée et la goutte se brise en gouttes secondaires.

2.2.4. Pression ambiante

Après avoir étudié l'influence des principaux facteurs sur les régimes d'impact de gouttes, nous nous sommes intéressés à l'effet de la pression environnante sur ces mêmes régimes. Dans la littérature scientifique, nous n'avons pu recenser qu'assez peu de travaux traitant de l'influence de la pression ambiante sur le comportement d'un jet de gouttes. Les études s'orientent d'avantage sur la caractérisation de nouveaux injecteurs [76], et entre autre de l'effet de la pression d'injection sur l'atomisation [2]. Cependant, il existe quelques références traitant de l'effet de la pression sur les propriétés thermodynamiques des liquides, comme le point triple ou le temps d'évaporation des gouttes. C'est l'objet des travaux d'Emmerson [36].

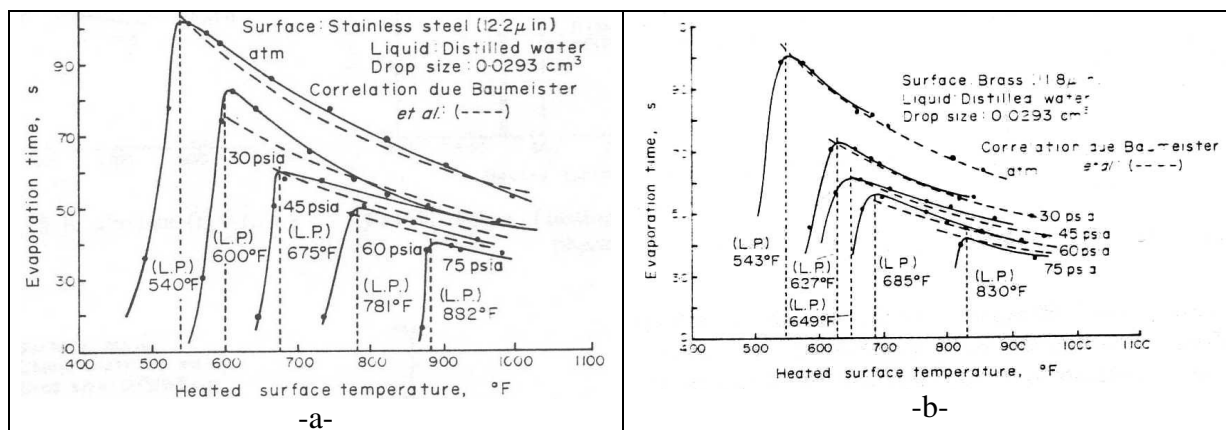


Fig. 2.14 : Influence de la pression sur le temps d'évaporation des gouttes [36]

Les expériences ont été réalisées avec des gouttes d'eau d'environ 3,8 mm de diamètre déposées sur des parois chauffantes de deux natures différentes : acier inoxydable (2.14.a) et cuivre (2.14.b). La figure 2.14 ci-dessus nous montre la position du point de Leidenfrost ainsi que l'évolution du temps d'évaporation des gouttes en fonction de la température de paroi mais surtout en fonction de la pression, pour les matériaux précités. Les graphes montrent bien que quel que soit le matériau constituant la plaque, le temps d'évaporation diminue lorsque la pression augmente. Ces résultats sont cohérents car la chaleur latente de vaporisation est inversement proportionnelle à la pression.

D'autres tendances générales ont également été observées expérimentalement. Par exemple, Choi [24] a montré qu'en augmentant la valeur de la pression ambiante, ce qui au niveau des processus physiques est à peu près équivalent à diminuer la pression d'injection [22], le cône généré par un spray de carburant est plus compact (longueur et diamètre du cône plus faibles). Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que la densité de gaz étant plus élevée dans le milieu ambiant, la résistance due aux forces de frottements augmente alors [60] et les gouttes sont ainsi freinées. Par conséquent, ces dernières sont soumises à des perturbations aérodynamiques plus importantes, ce qui a pour effet une accélération du processus de rupture [83] et une amélioration de l'atomisation (gouttes plus fines). Ce phénomène a également été observé par Hohmann [49] et rejoint tout à fait la théorie de Riem [93], selon lequel une grande densité de gaz entraîne une atomisation secondaire avant même l'impact sur la paroi.

Maintenant que les principales grandeurs ayant un effet sur l'interaction gouttes/paroi ont été abordées, intéressons nous aux nombres sans dimension utilisés dans la littérature.

2.3. Nombres sans dimension

Afin de pouvoir relier les expériences de base aux cas réels d'impact par des lois de similitude, des nombres sans dimension sont couramment introduits. Cela permet par ailleurs de comparer les résultats fournis par des expériences différentes, même si elles n'ont pas été réalisées exactement dans les mêmes conditions. Ces nombres sans dimension sont également utilisés, individuellement ou par combinaison de plusieurs nombres, pour regrouper des résultats sous différents régimes d'impact. Ils permettent aussi de quantifier le critère de

transition entre deux régimes. Les nombres les plus couramment rencontrés sont décrits dans ce qui suit.

2.3.1. Nombre de Weber

Le nombre de Weber traduit le rapport entre les forces dues à l'énergie cinétique de la goutte et les forces dues à la tension de surface du liquide la constituant. Les forces cinétiques favorisent la dislocation alors qu'inversement les forces de tension superficielle contribuent à la cohésion de la goutte. Ce nombre est très largement utilisé dans les calculs liés au transfert de quantité de mouvement ou à l'atomisation primaire (*break up*) de jets liquides. La formule définissant le nombre de Weber incident est la suivante :

$$\boxed{We = \frac{\rho \cdot D_0 \cdot V_0^2}{\sigma}} \quad (2.1)$$

où V_0 est la vitesse de la goutte incidente (pour les We incidents, seule la composante normale à la paroi est prise en compte), D_0 le diamètre de cette goutte, ρ et σ respectivement la masse volumique et la tension superficielle du liquide (à la température considérée).

Le nombre de Weber est en outre unanimement reconnu et utilisé pour caractériser les différentes conditions d'impact et permet de définir les régimes de rebond, dépôt ou splashing de la goutte. Par exemple, Wachters et Westerling [116] ont étudié le comportement d'une goutte d'eau de diamètre 2,2 mm sur une plaque d'aluminium chauffée à 400°C. Ils ont établi la classification suivante :

- $We < 5$: le choc peut être considéré comme étant élastique,
- $5 < We < 30$: la goutte rebondit sur la plaque sans subir de grosses déformations,
- $30 < We < 80$: la goutte subit d'importantes déformations lors de l'impact mais ne se désintègre pas, puis elle retrouve une forme sphérique après le rebond,
- $We > 80$: la goutte s'étale sur la paroi pour former un film liquide, puis elle éclate en plusieurs gouttelettes, c'est le régime de splashing.

2.3.2. Nombre de Reynolds

Ce nombre est principalement utilisé pour représenter les similarités dynamiques dans les calculs de quantité de mouvement. Il traduit le rapport entre les forces dynamiques et les forces de viscosité exercées sur la goutte et est défini selon la formule suivante :

$$\boxed{Re = \frac{\rho \cdot V_0 \cdot D_0}{\mu}} \quad (2.2)$$

où μ est la viscosité dynamique du liquide constituant la goutte.

2.3.3. Nombre d'Ohnesorge

C'est une combinaison entre les deux nombres définis précédemment ; il établit un rapport entre les forces de viscosité et les forces de tension de surface et on le définit comme suit :

$$\text{Oh} = \frac{\sqrt{\text{We}}}{\text{Re}} = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \cdot \rho \cdot D_0}} \quad (2.3)$$

2.3.4. Rugosité de surface

$$\varepsilon = \frac{R_a}{D_0} \quad (2.4)$$

2.3.5. Épaisseur de film

$$\delta = \frac{h}{D_0} \quad (2.5)$$

Dans (2.5), h est l'épaisseur du film liquide présent sur la paroi.

2.3.6. Paramètre de Sommerfeld

Ce nombre, appelé K , regroupe non seulement les propriétés physiques du liquide considéré (masse volumique, tension de surface, viscosité dynamique) mais également les deux principaux paramètres de l'impact (diamètre et vitesse des gouttes incidentes). Il apparaît donc comme un bon moyen pour classifier les différents régimes. Il est défini de la manière suivante :

$$K = \text{Oh} \cdot \text{Re}^{1,25} = \sqrt[4]{\frac{\rho^3 \cdot V_0^5 \cdot D_0^3}{\sigma^2 \cdot \mu}} \quad (2.6)$$

Une grande partie des expériences menées consiste à se donner les moyens de prévoir le phénomène qui va se produire : rebond, dépôt ou splashing. Les premiers résultats après ceux de Wachters et Westerling [116] dans ce domaine ont été établis par Walzel [117], Anders *et al.* [99] et Samenfink [101], puis de manière semblable par Mundo, Sommerfeld et Tropea [76]. Ce sont ces derniers qui ont introduit le paramètre de Sommerfeld K permettant de définir les frontières entre les différents régimes d'impact pour une paroi froide et sèche, dans un diagramme $\text{Oh} = f(\text{Re})$. En particulier, ils ont défini la frontière entre le régime de dépôt et celui du splashing pour $K=57,7$ (tab. 2.2). Les essais expérimentaux ont été réalisés avec des gouttes d'eau, d'éthanol ainsi que des gouttes composées par un mélange d'eau et de saccharose dont le diamètre est compris entre 50 et 150 μm et rencontrant une paroi froide en

acier inoxydable avec une vitesse comprise entre 12 et 18 m/s suivant une incidence de 4 à 70°.

$$\begin{aligned} \text{Sommerfeld [76]} \quad K &= Oh \cdot Re^{1.25} & K_{\text{limite}} &= 57.7 \\ K < K_{\text{limite}} &\Rightarrow \text{dépôt} \\ K > K_{\text{limite}} &\Rightarrow \text{splashing} \end{aligned}$$

Tab. 2.2 : Classification de Sommerfeld

Le paramètre de Sommerfeld est aujourd'hui largement utilisé dans la littérature. Des travaux réalisés à l'ONERA par Hörter [51] en 1996 ont par exemple permis de valider cette frontière et de déterminer empiriquement, toujours sur paroi froide, la limite entre le régime de rebond et celui du dépôt ($K=3$). L'ensemble de ces résultats est traduit sur le diagramme ci-après (fig. 2.15). Les courbes en pointillés montrent l'évolution de la frontière dépôt/rebond lorsqu'un film résiduel est présent en paroi avant impact : plus l'épaisseur du film est importante, plus la valeur de limite de K augmente.

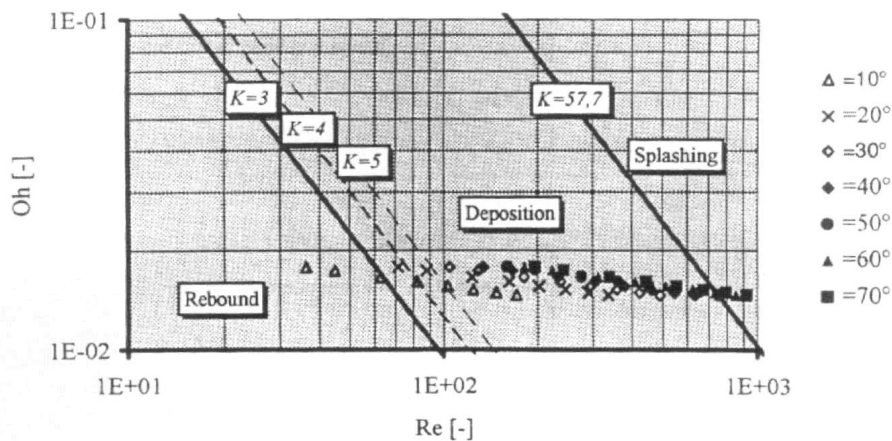


Fig. 2.15 : Diagramme de Hörter [51]

Notons à ce stade qu'il existe de nombreuses autres corrélations empiriques basées sur divers nombres adimensionnels équivalents, notamment le nombre de Walzel noté K' , permettant également de déterminer la position des frontières entre les régimes de dépôt et de splashing (tab. 2.3 ci-après).

Cossali <i>et al.</i> [27] (paroi lisse)	$K' = We.Oh^{-0,4}$: nombre de Walzel $K' < K'_{limite} \Rightarrow$ dépôt $K' > K'_{limite} \Rightarrow$ splashing	$K'_{limite} = 657$
Cossali <i>et al.</i> [27] (paroi rugueuse)	$K' = We.Oh^{-0,4}$ $K' < K'_{limite} \Rightarrow$ dépôt $K' > K'_{limite} \Rightarrow$ splashing	$K'_{limite} = 649 + 3,76/\varepsilon^{0,63}$ $\varepsilon = R_d/D_0$
Samenfink <i>et al.</i> [102]	$S = 1/24.Re.La^{-0,419}$ $S < S_{limite} \Rightarrow$ dépôt $S > S_{limite} \Rightarrow$ splashing	$S_{limite} = 1$

Tab. 2.3 : Quelques classifications existantes pour un impact de gouttes sur paroi froide

La figure 2.16 ci-dessous montre la position de la frontière, suivant différents auteurs, entre les régimes de dépôt et de splashing dans un diagramme $Oh - We$ (selon une échelle logarithmique), pour une paroi froide. La figure 2.17 représente la position de cette même frontière dans un diagramme $D_0 - V_0$, pour de l'éthanol.

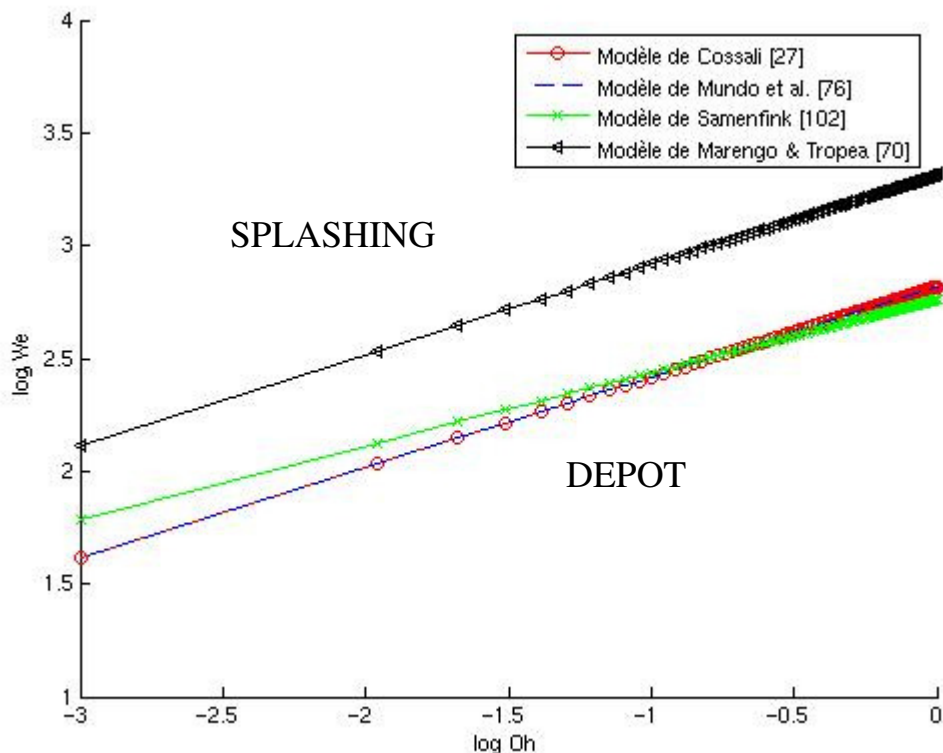


Fig. 2.16 : Frontière séparant les régimes de dépôt et de splashing suivant différentes corrélations de la littérature dans un diagramme $Oh - We$ (paroi froide)

Il apparaît clairement sur la figure 2.16 que pour $-3 < \log(Oh) < 0$, les corrélations de Cossali, Samenfink et Mundo *et al.* donnent des résultats très proches. En revanche, la corrélation de Marengo et Tropea fournit une estimation du nombre de Weber critique nettement supérieure

aux trois autres. De même, l'écart important entre les vitesses (de l'ordre de 50%) proposées par Marengo & Tropea et les trois autres modèles (fig. 2.17) peut provenir de l'influence de la rugosité de la paroi ou de la présence d'un film liquide mince, qui ont pour effet d'abaisser le seuil de transition entre le dépôt et le splashing.

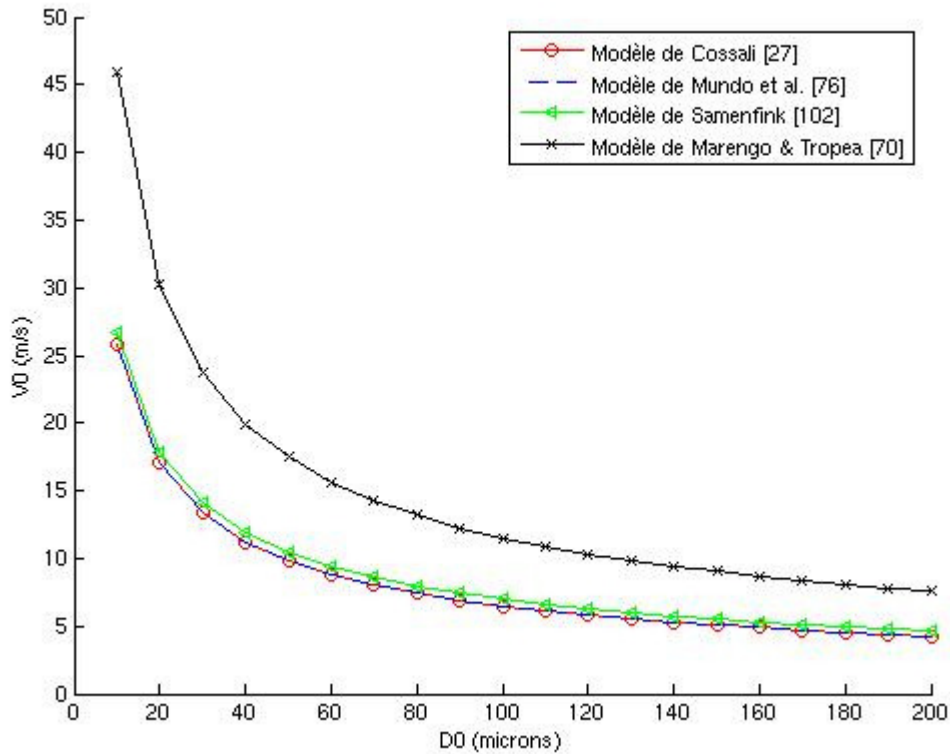


Fig. 2.17 : Frontière séparant les régimes de dépôt et de splashing suivant différentes corrélations de la littérature dans un diagramme $D_0 - V_0$

L'analyse de ces corrélations montre bien que de nombreuses variables caractérisant les conditions de l'impact (vitesse normale, diamètre, tension superficielle, viscosité) sont incluses dans la définition des paramètres présentés (K , K' , S). Cependant, des variables comme la rugosité de paroi, la pression environnante ainsi que l'épaisseur du film liquide jouent également un rôle non négligeable dans le positionnement des frontières délimitant les régimes. C'est pourquoi, concernant l'impact de gouttes en présence d'un film liquide sur une paroi froide, Cossali *et al.* proposent une corrélation basée sur le paramètre K' prenant en compte la présence d'un film liquide sur la paroi (tab. 2.4).

Avec film liquide	$K' = We.Oh^{-0,4}$	$K'_{limite} = 2100 + 5880.\delta^{1,44}$
	$K' < K'_{limite} \Rightarrow$ dépôt	
	$K' > K'_{limite} \Rightarrow$ splashing	

Tab. 2.4 : Classification de Cossali *et al.* [27]

Cette corrélation ($K' = 2315$ avec $\delta = 0.1$ et $K' = 2560$ avec $\delta = 0.17$) semble en assez bon accord avec les résultats de Walzel [117] ($K' = 2500$ avec $\delta = 0.1$), de Yarin et Weiss [125] ($K' = 2400$ avec $\delta = 0.17$). Toutefois, il est important de noter qu'en l'absence de film liquide ou pour des films extrêmement fins ($\delta \ll 0.1$), les deux paramètres définis précédemment (K et K') semblent en désaccord sur les valeurs frontières. Cet état de fait montre que l'extrapolation de la valeur limite du paramètre K' à des films peu épais n'est pas judicieuse. En effet, en présence de film mince ($\delta < 1.5$ selon Macklin et Metaxas [68]), la nature de la paroi est importante. C'est pourquoi Tropea et Marengo [114] proposent la classification suivante afin d'évaluer l'influence de l'épaisseur du film liquide sur la transition dépôt/splashing, pour une paroi froide (tab. 2.5) :

Régime	Échelle	Caractéristiques
Film très mince	$L < \delta < 3\varepsilon^{0.16}$ L : échelle de longueur sans dimension	L'impact ne dépend que de la rugosité de paroi.
Film mince	$3\varepsilon^{0.16} < \delta < 1.5$	La dépendance vis-à-vis de la rugosité s'affaiblit.
Film épais	$1.5 < \delta < 4$	L'impact ne dépend que de l'épaisseur de film.
Film très épais	$\delta \gg 4$	L'impact est indépendant de la rugosité et de l'épaisseur de film.

Tab. 2.5 : Classification prenant en compte l'influence de l'épaisseur du film liquide sur la transition film/splashing

De son côté, Hörter montre lui aussi que la présence d'un film résiduel en paroi modifie la position des frontières limitant les différents régimes. En effet, son étude [51] permet de définir des zones de rebond, de dépôt, d'arrachement (*spattering*) et de splashing en fonction des nombres de Reynolds et d'Ohnesorge. Dans le cas d'une paroi sèche, ces résultats sont comparables à ceux obtenus par Mundo et Sommerfeld (cf. tab. 2.2). En présence d'un film liquide, les mêmes limites sont retrouvées pour des angles d'impact α supérieurs à 50° alors que pour des angles inférieurs, Hörter propose une classification en fonction de l'épaisseur du film h (tab. 2.6).

	$K < 3 + 0.016.h.10^6$	\Rightarrow rebond
$3 + 0.016.h.10^6$	$< K < 57.7 + h.10^6(0.003. \alpha - 0.13)$	\Rightarrow dépôt
$57.7 + h.10^6(0.003. \alpha - 0.13)$	$< K < 57.7 + h.10^6(0.05 - 0.0011. \alpha)$	\Rightarrow <i>spattering</i>
	$K > 57.7 + h.10^6(0.05 - 0.0011. \alpha)$	\Rightarrow splashing

Tab. 2.6 : Classification de Hörter pour un impact de goutte avec présence d'un film liquide résiduel en paroi

Il est intéressant de noter que l'ensemble de ces résultats met en évidence un régime transitoire d'arrachement de film (généralement appelé *spattering*) entre le dépôt et le splashing (fig. 2.18).

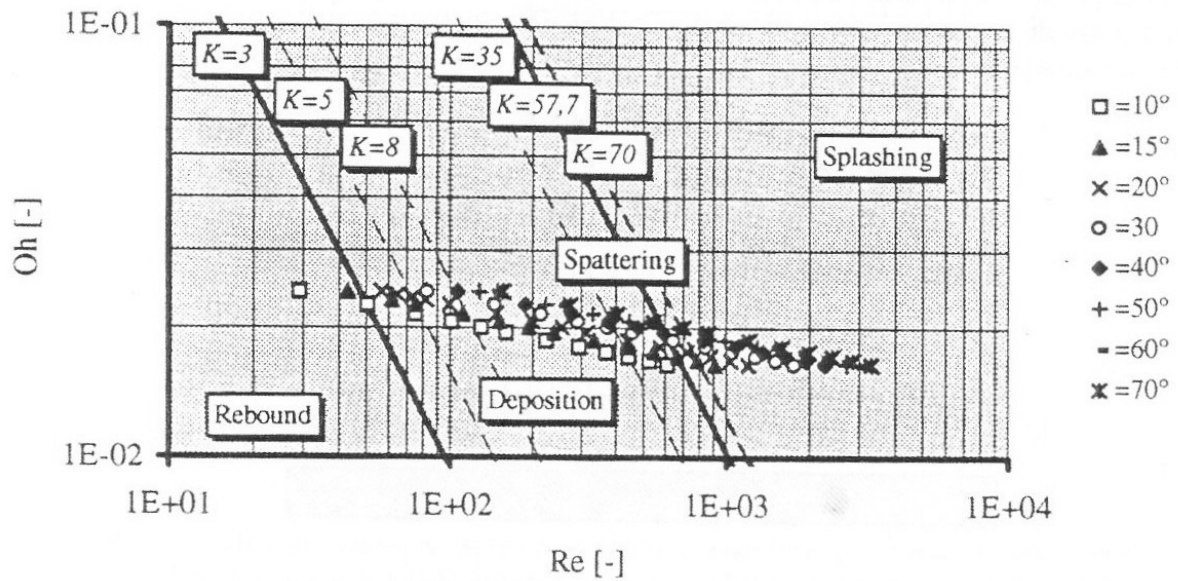


Fig. 2.18 : Diagramme de Hörter pour un impact de gouttes en présence d'un film résiduel en paroi [51]

Toutes ces corrélations prennent en compte différentes variables (taille et vitesse des gouttes incidentes, propriétés du liquide, rugosité de paroi, épaisseur du film liquide résiduel) mais aucune d'entre elles n'intègre la température de la paroi. Or elle joue un rôle primordial dans le résultat de l'impact.

2.3.7. Température de paroi adimensionnée

Pour compléter cette partie sur les nombres sans dimension, il est important de définir un nombre qui tienne compte de l'effet de la pression. Or jusqu'à présent, ce paramètre n'est intégré dans aucun de ceux définis précédemment. La solution retenue pour prendre la pression environnante en considération est de définir une température adimensionnée qui utilise non seulement la température de paroi T_p (paramètre influent) et la température de Leidenfrost du liquide considéré T_{Leid} , mais également la température d'ébullition T_{eb} du liquide. En effet, les températures d'ébullition et de Leidenfrost varient avec la pression et en adimensionnant la température de paroi de la manière suivante, la pression est donc prise en compte :

$$T^* = \frac{T_p - T_{eb}}{T_{Leid} - T_{eb}} \quad (2.7)$$

2.4. Impact de gouttes sur paroi froide sèche ou mouillée

Quand une goutte de liquide vient frapper une paroi froide, trois résultats phénoménologiques principaux sont possibles : (i) la goutte peut se déposer sur la surface solide, (ii) elle peut rebondir sur celle-ci, totalement ou partiellement et/ou (iii) il peut se produire un processus complexe selon lequel une partie de la goutte éclate et se brise en une multitude de petites gouttes (atomisation secondaire, on parle alors de *splashing*) tandis que l'autre partie se dépose sur la paroi. Le résultat d'un impact dépend des différents paramètres physiques et dynamiques abordés dans la section précédente. Par ailleurs, si la surface solide est recouverte d'un film liquide avant l'impact, les régimes possibles sont quasiment les mêmes et le liquide provenant de la goutte se mélange avec celui du film.

Quel que soit le régime d'interaction, tous les impacts de gouttes résultent en une perte de quantité de mouvement par dissipation interne au moment de l'impact ; son ampleur est dépendante de la viscosité du liquide. Les transformations subies par la goutte durant l'impact sur la paroi sont reproduites schématiquement sur la figure 2.19. Tout au long de la déformation, le mouvement d'étalement de la goutte est contrecarré par la tension de surface du liquide. Le processus de déformation établit un champ de vitesse à l'intérieur de la goutte. Au tout début de l'impact, ce champ est dirigé vers l'extérieur des bords de la goutte, la forçant ainsi à s'étaler sur la paroi. Ensuite la direction du champ de vitesse change et le fluide commence alors à circuler radialement à l'intérieur de cette goutte. Au centre de celle-ci le liquide afflue donc de toutes parts, ce qui entraîne la formation d'un amas liquide allongé qui peut même se décoller de la paroi (rebond).

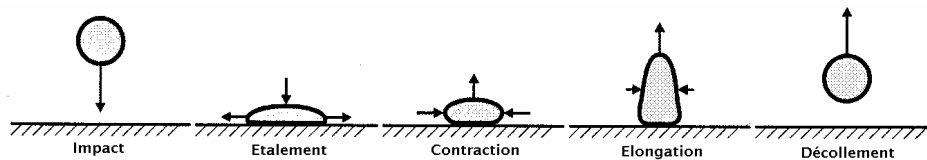


Fig. 2.19 : Schéma illustrant la déformation d'une goutte durant l'impact sur une paroi [66]

Si l'énergie au moment de l'impact est suffisamment importante, l'étalement peut aller jusqu'à la rupture de la goutte en gouttes secondaires de taille plus petite. Pendant ce processus, il est également possible qu'une partie du liquide reste sur la paroi et crée un film liquide.

2.4.1. Dépôt

Comme indiqué ci-dessus, le résultat de l'impact d'une goutte sur une paroi dépend très fortement de l'énergie à l'impact. Si elle est faible, la goutte s'étale sur la surface et tout le liquide se dépose sur la paroi (fig. 2.20). Notons que l'on parle de dépôt uniquement si la goutte subit des déformations et reste collée à la paroi pendant toute la durée du processus d'impact, sans aucune production de goutte secondaire. De plus, lorsque plusieurs gouttes se déposent au même endroit, on peut parler de film liquide.



Fig. 2.20 : *Etalement d'une goutte sur une paroi sèche [95]*

Si la surface est mouillée, le résultat est le même et la goutte incidente se mélange au film liquide déjà présent sur la paroi (fig. 2.21).

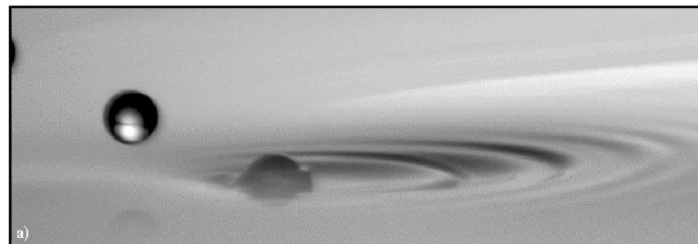


Fig. 2.21 : *Dépôt de goutte sur un film résiduel [58]*

2.4.2. Rebond

Pour d'autres valeurs de l'énergie d'impact, la goutte s'étale sur la surface solide mais conserve suffisamment d'énergie pour se reformer après la déformation et quitter la paroi : c'est le régime de rebond (cf. figure 2.22a). Notons que ce régime se produit principalement pour des impacts rasants. Par ailleurs, si une partie du liquide constituant la goutte incidente reste sur la paroi, on parle de rebond partiel (fig. 2.22b). Il se peut également que la masse de liquide qui rebondit se brise en plusieurs petites gouttelettes.

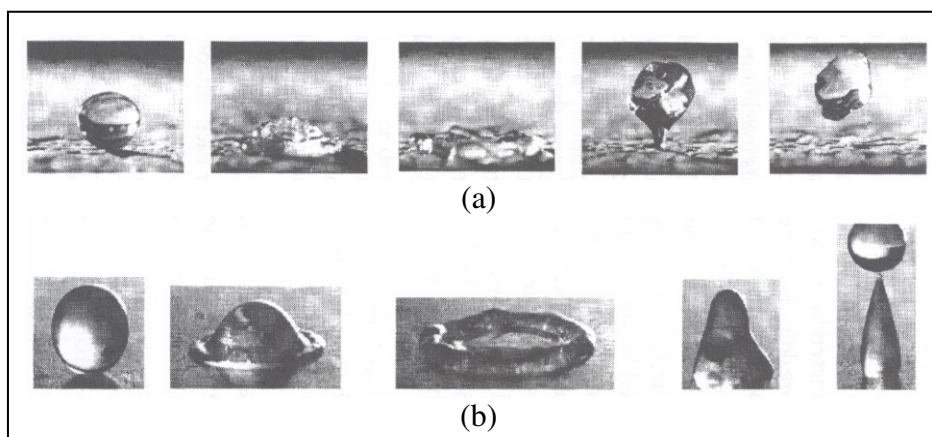


Fig. 2.22 : *Différents résultats de rebond de goutte sur paroi froide. En (a) la goutte se reforme après l'impact. En (b) le rebond est partiel, une grosse goutte rebondit alors que l'autre partie du liquide reste sur la paroi pour former un film liquide [95]*

Le rebond (qu'il soit total ou partiel) se produit seulement si une phase de contraction de la goutte est observée. L'occurrence ou non de cette contraction dépend du diamètre maximum atteint par la goutte lors de son étalement sur la paroi et de l'angle de contact θ (défini sur la figure 2.23). La différence entre le rebond total et le rebond partiel tient en la valeur de l'angle de contact. Pour de faibles valeurs, un rebond partiel se produit et pour des valeurs élevées c'est le rebond total, pourvu que la phase de contraction génère suffisamment d'énergie dans les deux cas.

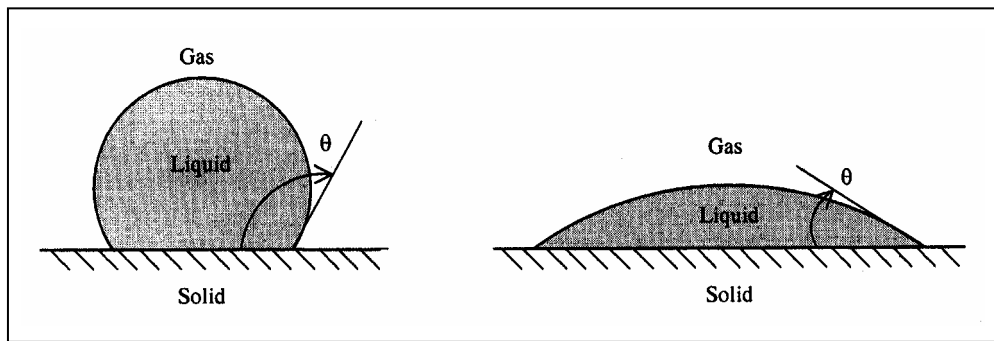


Fig. 2.23 : Définition de l'angle de contact θ [95]

Si la surface est recouverte d'un film liquide, la goutte peut également rebondir à condition que l'impact soit rasant. La goutte se déforme alors en créant un tore à sa base (fig. 2.24). Ce tore s'agrandit et l'hémisphère supérieure de la goutte, de taille inférieure au tore, tend à disparaître à l'intérieur de celui-ci, puis la partie interne du tore se régénère en ne se différenciant plus de l'hémisphère supérieur.

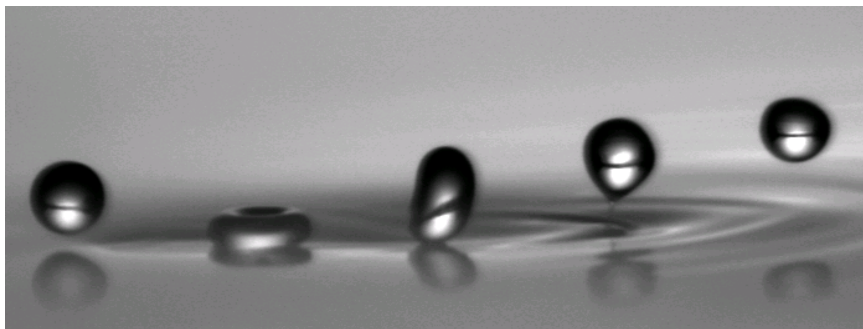


Fig. 2.24 : Rebond de gouttes sur film liquide [58]

L'origine du rebond, comme l'ont montré Dell'Aversana *et al.* [32], provient des contraintes de cisaillement entre les deux interfaces qui ne favorisent pas la coalescence de celles-ci (fig. 2.25). L'écoulement cisailé qui apparaît entre l'interface de la goutte et celle du film liquide induit un champ de pression qui compense le poids et la pression cinétique de la goutte. Ainsi lorsque h est grand, les interactions moléculaires qui existent entre les molécules de liquide de part et d'autre du film de vapeur sont trop faibles pour entraîner la coalescence des interfaces.

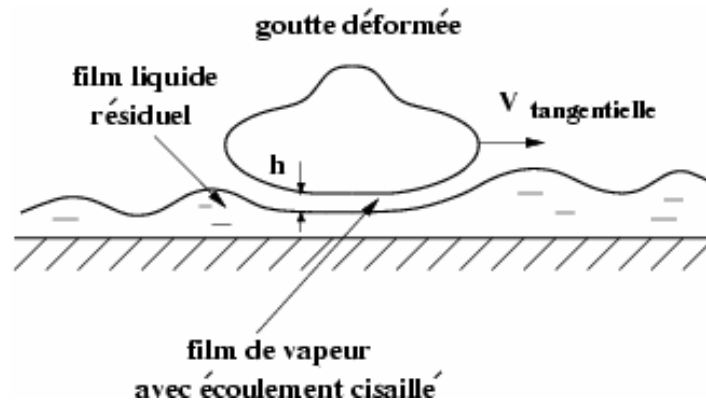


Fig. 2.25 : Schéma d'interaction d'une goutte avec un film résiduel. La présence d'un écoulement cisailé induit un film de vapeur qui empêche la coalescence [41]

2.4.3. Régime d'éclatement (ou *splashing*)

Pour les énergies d'impact les plus élevées, la goutte éclate sur la paroi et il en résulte une multitude de gouttes dites secondaires : c'est le régime de *splashing*. Le *prompt splash* (figure 2.26, que l'on pourrait traduire par « éclatement immédiat ») est le type de *splashing* qui se produit le plus souvent lors d'un impact sur paroi sèche.

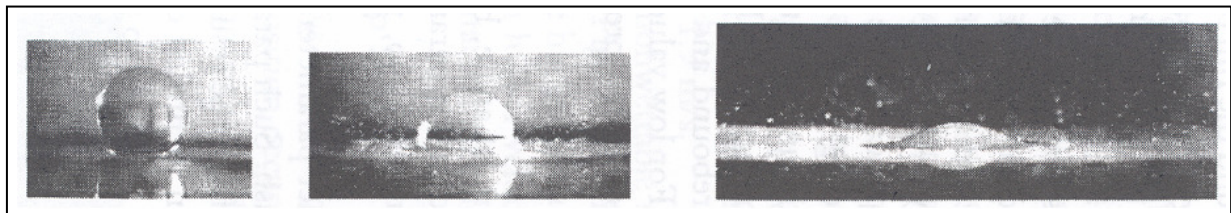


Fig. 2.26 : *Prompt splash* [95]

Lorsqu'une goutte vient frapper une paroi mouillée, il se forme dans un premier temps un cratère au niveau du point d'impact entre la goutte et le film [108,118]. Ensuite suivant l'épaisseur du film liquide et les propriétés de la surface, les bords de ce cratère peuvent soit se briser, soit fusionner avec le film existant. Trois différents types de ruptures (qui dépendent de l'épaisseur du film liquide) sont alors observables.

Si la goutte vient frapper un film liquide dont l'épaisseur est telle que $\delta < 1$, une nappe liquide axisymétrique appelée *couronne* se forme alors, et elle grossit au cours du temps (figures 2.27 et 2.28). Des structures ligamentaires émergent de la couronne et vont donner naissance à des gouttes secondaires. Ce type de *splashing* est couramment appelé *corona splash* (éclatement de type couronne), on le retrouve également dans la littérature sous le nom de *Rim break up* [8] ou *Crown break up* [48]. Notons que le liquide constituant les gouttes secondaires provient aussi bien de la goutte incidente que du film liquide présent sur la paroi et que le volume de liquide qui repart de la paroi peut être supérieur au volume de la goutte incidente ; il a été démontré que cette quantité peut se voir multipliée par deux à quatre fois [68].

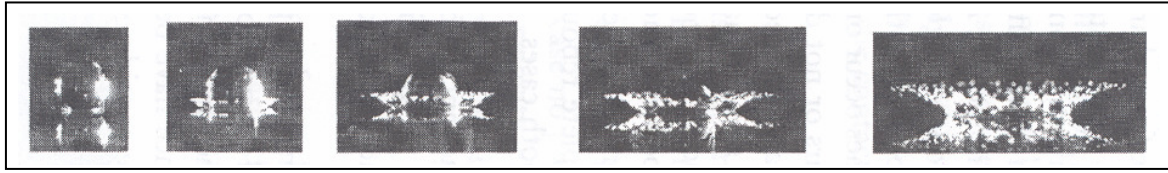


Fig. 2.27 : *Corona splash* [95]

Lorsque la goutte incidente et l'épaisseur du film sont du même ordre de grandeur ($\delta \sim 1$), au lieu d'une couronne, c'est un jet de gouttes qui se crée au niveau du point d'impact (fig. 2.28). La rupture a lieu au centre du cratère, où le jet liquide de gouttes est produit. Ce type de régime d'éclatement est appelé *Cluster break up* [8].

Pour les films liquides dont l'épaisseur est importante devant le diamètre de la goutte ($\delta > 1$), un phénomène appelé *Column break up* (éclatement en colonne, ou vertical) se produit [8]. Il est très proche du *Cluster break up* et implique la formation d'un jet liquide vertical, également connu sous le nom de jet de Rayleigh, qui se rompt.

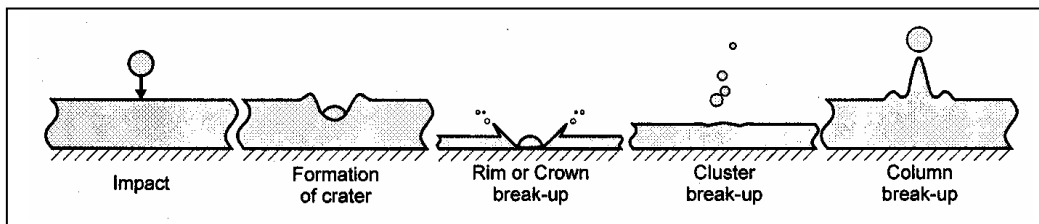


Fig. 2.28 : Schéma illustrant les différentes configurations d'impact sur film liquide [66]

De manière générale, les observations indiquent que la présence d'un film de faible épaisseur semble favoriser l'apparition du splashing alors qu'au contraire un film liquide épais semble retarder son apparition et favoriser l'intégration de la goutte dans le film [34,98,100,102].

Concernant les corrélations empiriques relevées dans la littérature sur le régime de splashing, elles sont très différentes les unes des autres et relativement contradictoires. Le tableau 2.7 ci-après donne la valeur critique du nombre K' traduisant la transition entre le dépôt et le splashing, en fonction de l'épaisseur du film sans dimension δ .

$We.Oh^{-0.4} < K'_c(\delta)$	Samenfink [102]	$K'_c(\delta) = 1444.(1+0.39\delta-0.08\delta^2)^{-2}$
	Cossali [27]	$K'_c(\delta) = 2100+5880.\delta^{1.44}$
	Marengo – Tropea [98]	$K'_c(\delta) = (2074+871.\delta^{0.23}).\max(0.4,1-0.6\delta)$

Tab. 2.7 : Diverses corrélations de la littérature concernant l'apparition du splashing en présence d'un film d'épaisseur δ

Bien que cette donnée soit importante pour les applications, il n'existe dans la littérature qu'un nombre très limité de corrélations permettant d'estimer la masse totale des gouttes

secondaires réémises à la suite du splashing. De plus, elles présentent des désaccords importants et conduisent pour certaines à des résultats incohérents. Enfin, elles ne tiennent pas compte pour la plupart de la température de paroi.

Schmehl, Roskamp, Wittig & Willmann [103]	Paroi froide ($T^* < 0, K' > K_0$)	$\eta = 1 - \left(\frac{K_0}{K'}\right)^{0.3}$
Bai & Gosman [11]	Paroi froide ($T^* < 0$)	$\eta = 0.3 + 0.4 r$, avec r nombre aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1
Marengo et Tropea [98]	Paroi froide ($T^* < 0, K' > K_0$)	$\eta = 1$ si $\theta_b < \pi/9$ $\eta = \min\left[1, 0.363 \left(\frac{K' - K_0}{1000}\right)^{2.928}\right]$, si $\theta_b > \pi/9$

Tab. 2.8 : Corrélations proposées dans la littérature pour le calcul du taux de gouttes réémises dans le cas du splashing

Le tableau 2.8 établit une synthèse des principales corrélations proposées dans la littérature. La grandeur η désigne, par définition, le rapport entre la masse des gouttes réémises et la masse de la goutte incidente, θ_b la mesure de l'angle (en radian) entre la paroi et la direction de la vitesse de la goutte incidente. Ces corrélations sont valables dans le cas d'une paroi froide ; la figure 2.29 représente les graphes correspondant à ces corrélations.

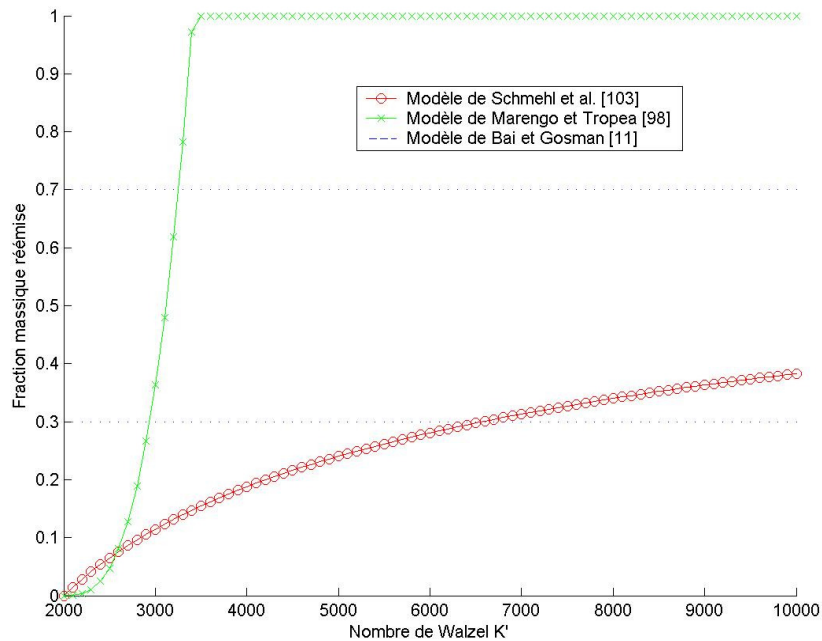


Fig. 2.29 : Rapport entre la masse totale des gouttes réémises et la masse de la goutte incidente, dans le cas du splashing sur paroi froide

La valeur $K_0 = 2000$ a été choisie pour définir le seuil d'apparition du splashing. On remarque que le désaccord entre les trois corrélations est très important. D'après celle de Marengo et Tropea, η croît très rapidement avec K' et atteint la valeur 1 pour K' de l'ordre de 3000. Pour Schmehl *et al.*, η croît au contraire lentement avec K' et vaut seulement 0.12 pour $K' = 3000$. Enfin pour Bai et Gosman, η est indépendant de K' !

Concernant la simulation numérique directe des impacts de gouttes sur paroi froide en présence d'un film liquide, différents travaux existent sur le sujet. Les principaux papiers de la littérature, comme ceux de Yarin et Weiss [125] ou Josserand et Zaleski [53] s'intéressent à l'évolution de la couronne générée à la suite de l'impact. Ces derniers remarquent que lorsque la goutte arrive sans perturbation, un développement quasi axisymétrique est observé alors qu'une petite perturbation initiale de la goutte (dont l'amplitude minimale adimensionnée par le diamètre de cette goutte est de l'ordre 0.5%) engendre la production de digitations sur la couronne (fig. 2.30).

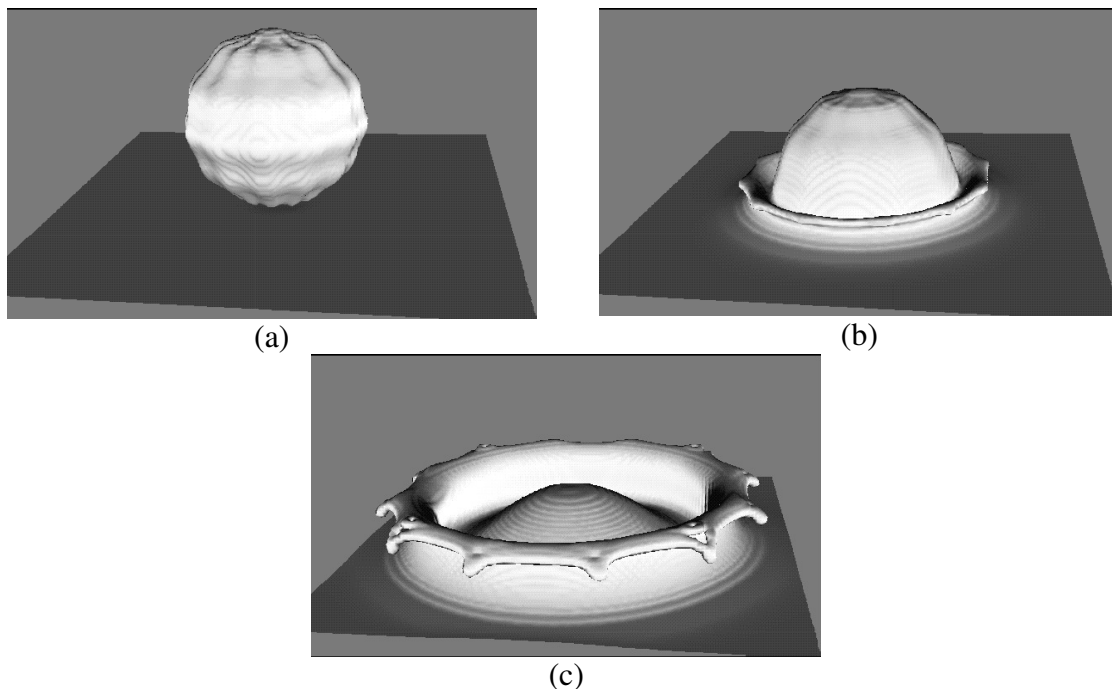


Fig. 2.30 : Formation d'une couronne lors de l'impact d'une goutte perturbée initialement en interaction avec une paroi froide en présence d'un film liquide, observations à différents temps après l'impact (en (a) $t=0$, en (b) $t=0.33D_0/V_0$ et en (c) $t=0.72D_0/V_0$) [46]

2.5. Impact de gouttes sur paroi chaude

Les régimes d'interaction sont différents lorsque la paroi est chaude. En effet, la formation d'une couche de vapeur lors du contact de la goutte avec la paroi peut, dans certaines conditions, favoriser l'apparition du rebond. Si la température de la paroi est suffisamment élevée, la partie de la goutte qui se trouve en contact avec la paroi commence à se vaporiser, entraînant un changement radical dans le comportement dynamique du processus d'impact [37,56]. De plus, l'ébullition de liquide peut générer des gouttes secondaires du fait de

l'éclatement des bulles de vapeur à l'interface liquide/gaz. C'est pourquoi de nouveaux régimes d'interaction gouttes/paroi doivent être définis. Les descriptions et explications qui suivent s'appuient en grande partie sur les thèses de Le Clercq [58], Béard [15], Amiel [9] et Giroud-Garapon [41].

2.5.1. Régimes de transfert thermique

Quelques températures caractéristiques doivent être introduites pour décrire le comportement des gouttes en interaction avec une paroi chaude. Selon Naber et Farrell [78], ces températures références sont les suivantes :

T_{eb}	Température d'ébullition du liquide,
T_{Nuk}	Température de Nukiyama, définie comme la température pour laquelle le taux d'évaporation est maximal,
T_{Leid}	Température de Leidenfrost, définie comme la température pour laquelle le taux d'évaporation est minimal. A cette température, une couche de vapeur se crée instantanément entre la goutte et la paroi, la goutte est donc comme en lévitation au-dessus de la paroi,
T_{crit}	Température critique, température au-delà de laquelle l'état liquide ne peut plus être observé.

Ces températures sont fonction des propriétés du liquide et des paramètres dynamiques de la goutte incidente. Ceci explique pourquoi on trouve dans la littérature des valeurs des températures définies ci-dessus différentes pour un même liquide.

Pour illustrer l'importance de ces températures, étudions le diagramme des régimes de transfert thermique entre une goutte de liquide et une paroi chaude (fig. 2.31). Les premières études véritablement scientifiques sur ce sujet ont été réalisées par Leidenfrost en 1756 [61]. A partir de ces travaux, il a été démontré que la température de paroi T_p conditionne la durée de vie d'une goutte comme l'illustre la courbe d'évaporation ci-dessous. La réalisation d'un tel diagramme se fait de la manière suivante : une goutte de taille donnée est déposée sur une paroi dont on connaît les propriétés thermodynamiques (en particulier sa conductivité thermique) puis la température de cette paroi est progressivement augmentée. Il s'agit alors d'observer l'évolution des temps d'évaporation afin de déterminer les températures caractéristiques de la goutte, définies ci-dessus.

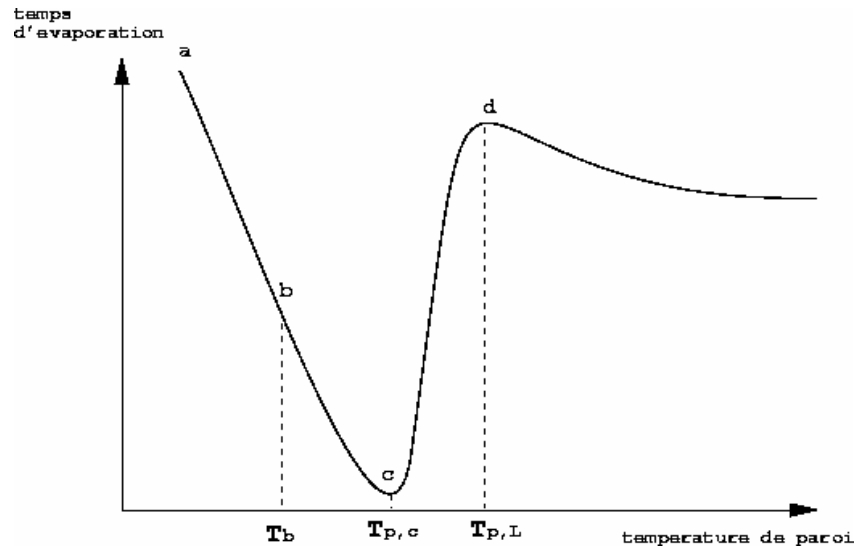


Fig. 2.31 : Diagramme des régimes de transfert thermique goutte/paroi

La première phase [a,b] correspond à l'évaporation de film ; le point T_b sur le graphe correspond à la température d'ébullition du liquide. Au cours de cette période, la chaleur est transmise à la phase liquide par conduction puis dissipée par évaporation au niveau de l'interface liquide/gaz. Ce régime, caractérisé par des temps d'évaporation relativement longs, peut intervenir à des températures supérieures à la température d'ébullition du liquide, cela dépend de la rugosité et des propriétés physiques du liquide.

La seconde phase [b,c] correspond à l'ébullition nucléée. La température atteinte au point b est le minimum nécessaire pour activer un site de nucléation. Plus la température augmente au-delà de cette limite, plus le nombre de bulles de vapeur au sein de la goutte sera important. La température au point c est la température de Nukiyama.

La troisième phase [c,d] est une zone de transition. C'est un régime d'ébullition transitoire durant lequel certaines parties de l'interface ne mouillent plus la paroi, d'où une nette diminution du taux de transfert de chaleur entre la goutte et la paroi. La température en d correspond à la température de Leidenfrost.

Enfin la dernière zone [$>d$] correspond à l'évaporation sphéroïdale (ou phénomène de Leidenfrost). A peine la goutte est-elle en contact avec la paroi qu'un film de vapeur se développe, limitant considérablement l'efficacité du transfert de chaleur.

Les mesures effectuées par Tamura & Tanasawa [113] regroupées sur les graphes 2.32 et 2.33 donnent les durées de vie de gouttes d'éthanol et d'isooctane placées sur une paroi en acier inoxydable pour différentes valeurs de la température de paroi.

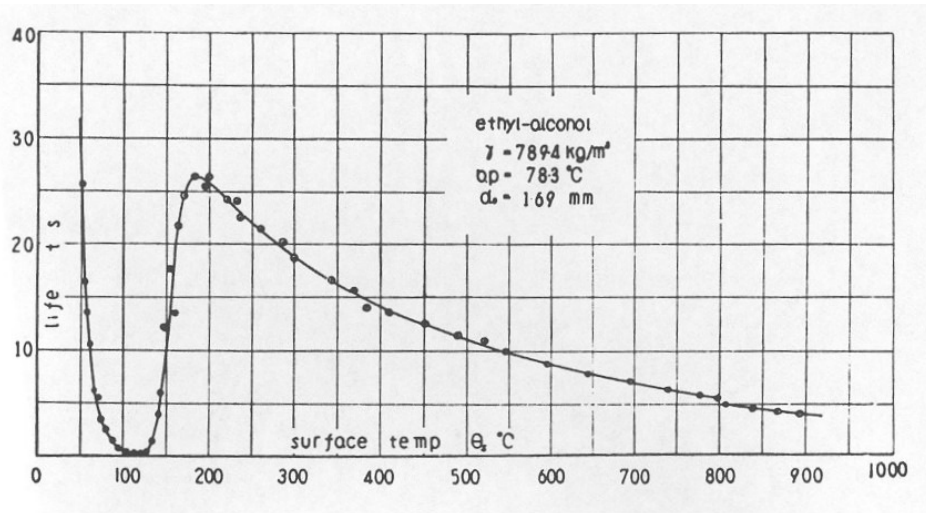


Fig. 2.32 : Diagramme des régimes de transfert thermique goutte/paroi pour des gouttes d'éthanol sur une paroi en acier inoxydable [113]

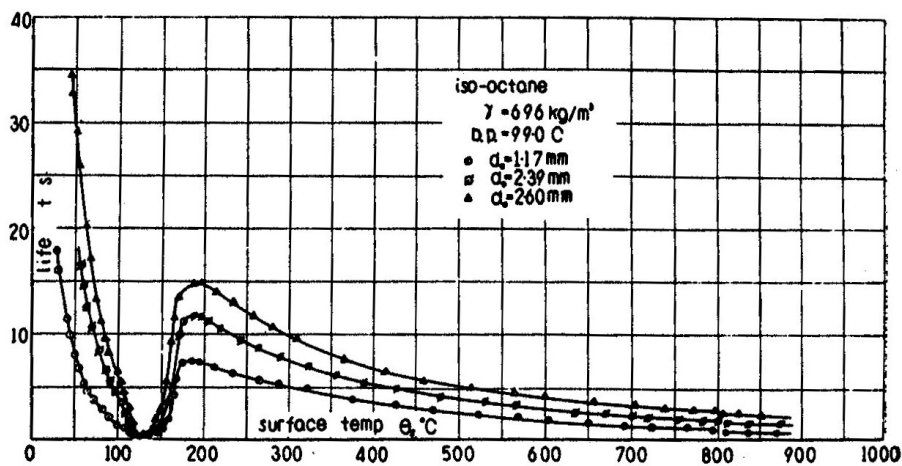


Fig. 2.33 : Diagramme des régimes de transfert thermique goutte/paroi pour des gouttes d'isooctane sur une paroi en acier inoxydable [113]

2.5.2. Film liquide

Pour des températures de paroi inférieures à la température d'ébullition du liquide ($T^* < 0$) ou légèrement supérieures, le régime d'impact observé est le film liquide (sauf si le nombre de Weber des gouttes incidentes est très grand). Dans ces conditions, la goutte incidente mouille la paroi encore sèche ou est intégrée au film liquide déjà présent. Le liquide est en contact avec la paroi et l'évaporation a lieu uniquement à la surface du film liquide. Si la température de paroi dépasse la température d'ébullition, un léger bouillonnement se produit à l'intérieur du film, mais il ne génère aucune goutte secondaire (fig. 2.34).

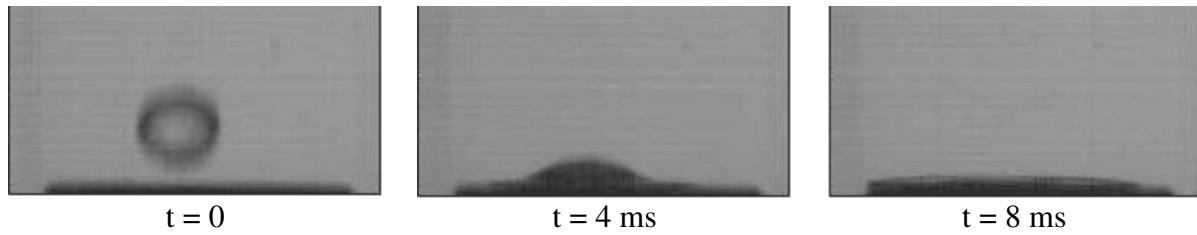


Fig. 2.34 : Dépôt de goutte illustrant le phénomène de film liquide

2.5.3. Splashing

Selon l'intensité et la direction de la vitesse d'impact, la déformation de la goutte sera plus ou moins importante. Au-delà d'un certain niveau d'énergie, les forces de tension de surface ne sont plus suffisantes pour assurer la cohésion de la goutte. Celle-ci se désintègre alors en plusieurs petites gouttes, c'est ce que l'on appelle le *splashing* (tout comme sur une paroi froide). Lors de ce phénomène, la goutte incidente doit posséder suffisamment d'énergie pour ne pas rester « collée » à la paroi, ce qui implique des vitesses incidentes relativement élevées (fig. 2.35).

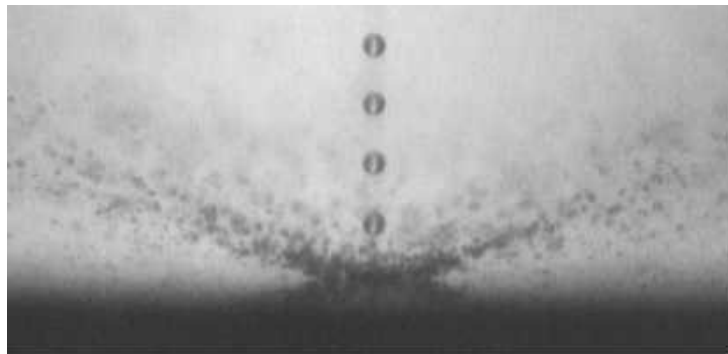


Fig. 2.35 : Régime de *splashing* [34]

Actuellement, ce régime fait l'objet de nombreuses études. L'apparition de structures ligamentaires donnant naissance à des gouttes secondaires met en évidence l'intérêt que peut représenter la maîtrise de ce processus dans le domaine de la pulvérisation de carburant. En effet, l'optimisation de la combustion passe par une surface d'échange maximale, ce qui est le cas avec une multitude de petites gouttes.

Concernant l'estimation de la masse réémise dans le cas du *splashing*, très peu de corrélations sont disponibles dans la littérature. Celle de Park et Watkins (où $\eta = 1$) est une approximation, assez grossière, basée sur le fait qu'au delà d'une température critique, aucun fragment de la goutte initiale ne reste déposé sur la surface après l'impact. La corrélation $\eta = 1$ revient donc à supposer que la perte de masse due aux phénomènes d'évaporation lors de l'interaction de la goutte avec la paroi, est toujours négligeable. Ce n'est pas du tout ce qu'indiquent les résultats expérimentaux de P. Le Clercq [58] dans le cas du régime de rebond sur paroi chaude et il n'y a physiquement aucune raison pour qu'il en soit autrement dans le cas du *splashing*.

Deux autres régimes générant des gouttes secondaires sont détaillés ci-après, ils peuvent donc être considérés comme un type de splashing :

- **Ebullition nucléée (ou *bubble boiling*)**

Lorsque qu'un film est présent sur la paroi et que la température de cette paroi est supérieure à la température d'ébullition du liquide, le film commence à bouillir et c'est le début du régime appelé *bubble boiling* (ébullition nucléée). Ce régime voit la création de gouttes secondaires qui proviennent de la rupture de bulles de vapeur à la surface du film liquide (fig. 2.36). C'est le transfert de chaleur entre la paroi et le liquide qui est à l'origine de la création de ces bulles. Il est important de noter que pour ce régime, le liquide reste en contact permanent avec la paroi.



Fig. 2.36 : *Bubble boiling* [2]

- **Film liquide bouillonnant (ou *boiling film*)**

Si la température de paroi dépasse la température de Leidenfrost, le régime rencontré est le film liquide bouillonnant (également appelé *boiling film* dans la littérature, fig. 2.37). Une couche de vapeur se crée dès que la goutte entre en contact avec la paroi. Une fois qu'elle est formée, cette couche de vapeur sépare le liquide de la paroi de telle sorte que le liquide se trouve comme en lévitation au-dessus de la paroi. Du fait du bouillonnement intense à l'intérieur du liquide et de la présence de vapeur, le film liquide se brise en grosses gouttes (de taille bien supérieure aux gouttes générées par le *bubble boiling*).



Fig. 2.37 : *Film liquide bouillonnant* [2]

Nikolopoulos et Bergeles [80] ont simulé numériquement l'impact d'une goutte sur une surface solide chaude (et notamment le splashing) à l'aide d'une méthode Volume Of Fluid (VOF) couplée à un solveur Navier Stokes. Les deux fluides (liquide et gazeux) sont modélisés comme des phases continues auxquelles on attribue une valeur (fraction volumique), et l'interface correspond à la région où ces valeurs connaissent un saut brutal. Les champs de vitesse sont ensuite calculés à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte, en tenant compte de l'évaporation du liquide due à la paroi chauffée. La figure 2.38 montre les résultats de cette simulation pour une goutte d'eau ($We=220$) entrant en collision avec une paroi en aluminium chauffée à 453 K. L'axe des abscisses correspond à la distance par rapport à l'axe de symétrie de la goutte et celui des ordonnées à la distance à la paroi, la goutte est représentée en rouge et le gaz ambiant en bleu. On remarque qu'au bout de 3 ms, de nombreuses gouttelettes secondaires se sont déjà détachées et qu'au bout de 5 ms, la goutte incidente est complètement désintégrée.

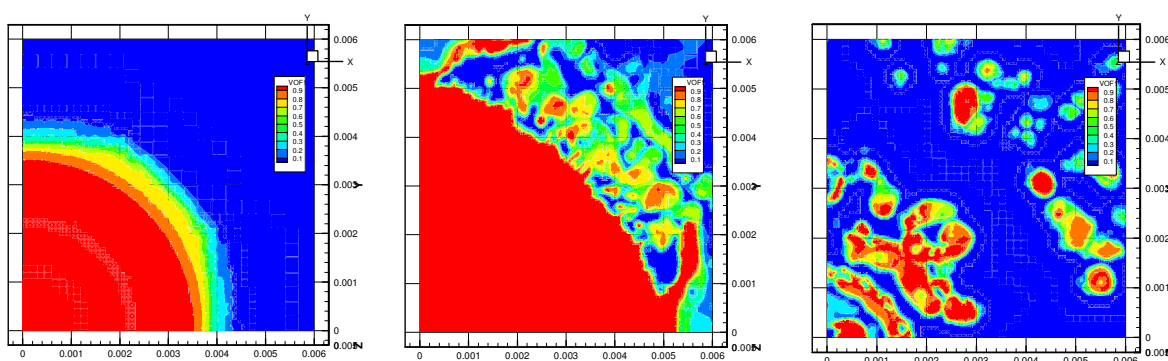


Fig. 2.38 : *Simulation numérique de l'impact d'une goutte d'eau entrant en collision avec une paroi en aluminium chauffée à 453 K* [80]

2.5.4. Rebond

Lorsque la paroi est suffisamment chaude, la goutte au contact de celle-ci s'évapore partiellement créant quasi instantanément une fine couche de vapeur la séparant de la paroi et qui a pour effet d'amortir l'impact (phénomène de Leidenfrost). Si la déformation n'est pas

trop violente, la goutte garde suffisamment d'énergie pour retrouver sa forme sphérique sous l'effet des forces de tension de surface et se détacher de la paroi avec une vitesse et un angle dépendant de l'énergie cinétique restituée. On parle alors de rebond de la goutte, même si dans certains cas la déformation due au contact avec la paroi peut être importante. Généralement, le rebond se produit pour de petits angles d'incidence du jet (l'énergie cinétique de la goutte incidente étant dans ce cas assez faible). La photo 2.39 illustre ce phénomène de rebond et le schéma 2.40 donne les notations utilisées en ce qui concerne les composantes des vitesses incidentes et réfléchies ainsi que les angles qui s'y rapportent. Notons d'ailleurs que lorsque l'on parle d'angle incident dans la littérature, il s'agit souvent du complémentaire de l'angle α (c'est-à-dire l'angle directement formé entre le jet incident et la paroi, noté θ_i) et non pas de l'angle α lui-même défini sur la figure 2.40. Pour éviter toute confusion, nous parlerons d'impact rasant pour un angle α élevé et d'impact normal pour $\alpha=0$ ($\theta_i=90^\circ$).

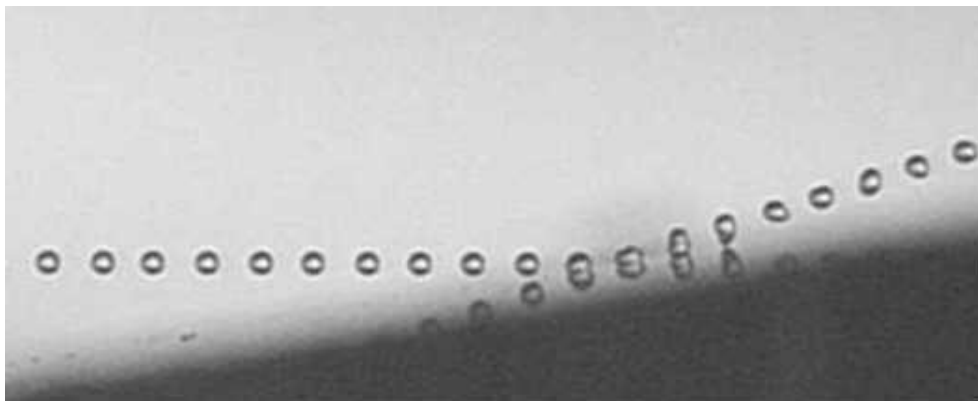


Fig. 2.39 : *Rebond de gouttes sur une paroi chaude [59]*

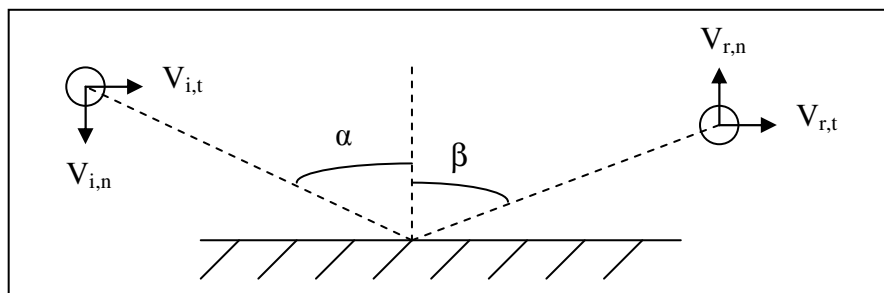


Fig. 2.40 : *Schéma du rebond d'une goutte*

Le phénomène de rebond a été particulièrement étudié par Béard [15] à l'ONERA de Toulouse, et il est parvenu à déterminer expérimentalement une corrélation entre le nombre de Weber des gouttes réfléchies et le nombre de Weber incident, pour différentes températures de paroi. La corrélation proposée s'écrit :

$$\frac{We_r}{We_{r,max}} = 16 \cdot \left(\sqrt{\frac{We_i}{We_{i,cr}}} - \frac{We_i}{We_{i,cr}} \right)^2 \quad (2.8)$$

où We_i et We_r correspondent respectivement aux nombres de Weber des gouttes incidentes et réfléchies (avant et après rebond), $We_{i,cr}$ à la valeur critique du nombre de Weber incident au-delà de laquelle le comportement des gouttes est aléatoire (rebond, absence de rebond, fragmentation) et $We_{r,max}$ représente la valeur maximale du nombre de Weber réfléchi. Il faut d'ailleurs noter que cette dernière valeur reste quasiment constante ($We_{r,max} = 3.5$) quel que soit le diamètre de la goutte incidente et que par contre, le nombre de Weber critique dépend du diamètre de cette goutte :

$$We_{i,cr} = 368,837 \cdot \exp(-5,06 \cdot 10^3 \cdot D_0) \quad (2.9)$$

La courbe 2.41 illustre cette corrélation entre les nombres de Weber incident et réfléchi. Le liquide utilisé est de l'eau, les gouttes initiales ayant un diamètre de 2.3 mm et la paroi étant chauffée à 400 °C.

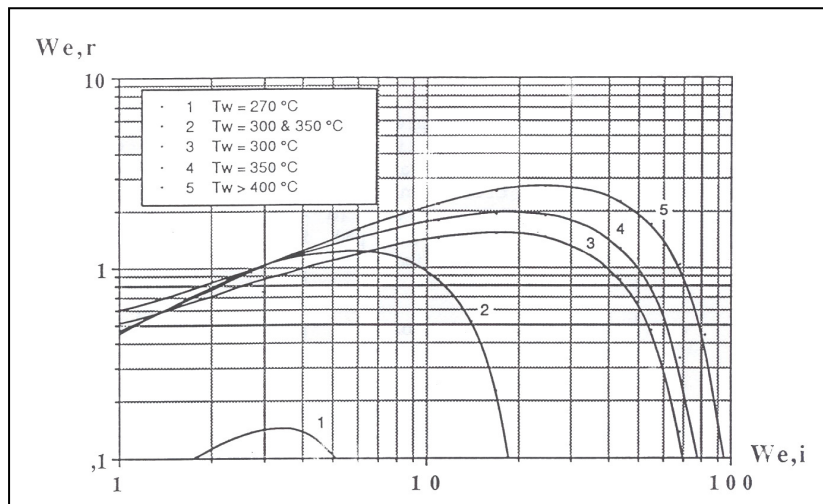


Fig. 2.41 : Evolution du nombre de Weber après rebond en fonction de sa valeur avant rebond (eau, $D_0 = 2.3$ mm, $T_p = 400$ °C) [15]

Enfin, il existe également une corrélation entre l'angle réfléchi β que fait la goutte après rebond avec la paroi et l'angle incident α . Cette corrélation (définie par Béard) est la suivante :

$$\beta = a \cdot \alpha^b \quad (2.10)$$

avec a et b facteurs dépendant du nombre de Weber incident et de l'angle incident (cf. tab. 2.9 ci-après)

Domaine de validité	a	b
$We_i < 3,5$ et $\alpha \leq 85^\circ$	1,93	0,862
$3,5 \leq We_i < 41$ et $\alpha \leq 75^\circ$	4,77	0,678
$41 \leq We_i < 65$ et $\alpha \leq 40^\circ$	14,3	0,463
$65 \leq We_i < 100$ et $\alpha \leq 35^\circ$	29,2	0,289

Tab. 2.9 : Paramètres pour la corrélation de l'angle de réflexion après rebond

2.5.5. Autres régimes

Les figures 2.42 et 2.43 ci-après traduisent deux régimes intermédiaires observés, qui ne peuvent pas être classés parmi les trois principaux régimes détaillés précédemment (dépôt, rebond, splashing).



Fig. 2.42 : Formation de gouttes [34]



Fig. 2.43 : Évaporation [34]

Formation de gouttes (ou champignon) : Ce régime est observable pour un train de gouttes, il nécessite en effet une alimentation continue de liquide. Les gouttes incidentes restent sur la paroi jusqu'à ce que la masse de liquide accumulée soit suffisante pour que les gouttes puissent être éjectées. Les gouttes incidentes ont une fréquence plus élevée et une masse moins importante que les gouttes quittant la paroi (fig. 2.42).

Évaporation : Les gouttes s'évaporent aussitôt qu'elles rencontrent la paroi. Ce régime se produit lorsque la température de paroi est très élevée (fig. 2.43).

2.6. Conclusion

L'étude bibliographique menée jusqu'ici a révélé une grande quantité de travaux sur le thème des interactions gouttes/paroi depuis de nombreuses années. Depuis les premières études datant de la fin du XIX^{ème} siècle, les expériences se sont peu à peu perfectionnées et il est maintenant possible de reproduire toutes les conditions d'impact voulues. Le résultat de l'impact d'une goutte ou d'un jet sur une paroi dépend principalement des paramètres identifiés dans ce chapitre, qu'ils soient liés à la nature du liquide (densité, viscosité, tension superficielle), de la paroi (rugosité, mouillabilité), ou des propriétés dynamiques (vitesse et diamètre des gouttes incidentes) et thermiques de l'impact (température imposée à la paroi). Les effets de ces paramètres sont récapitulés dans le tableau 2.10.

De plus, les études réalisées sur le sujet montrent que les régimes de dépôt (ou film liquide) et de rebond sont partiellement connus et peuvent être modélisés de façon relativement précise (travaux de Béard [15] sur le rebond par exemple). En revanche, le régime de splashing (ou d'éclatement) est bien plus complexe que les deux autres. Même si les principaux phénomènes qui se produisent lors du splashing sont désormais assez clairement identifiés, leur modélisation est souvent incomplète. En particulier, la température de paroi est rarement prise en compte, alors que c'est certainement l'un des facteurs les plus importants.

Paramètre	Influence de ce paramètre sur les régimes d'impact de gouttes
Vitesse des gouttes incidentes V_0	A faible vitesse, on observe principalement le dépôt et le rebond ; des valeurs plus élevées encouragent le splashing [95,104,124].
Diamètre des gouttes D_0	Les grosses gouttes favorisent le splashing [95,104,124].
Tension de surface σ	Effet stabilisateur sur la goutte, σ s'oppose aux déformations [95,104].
Viscosité dynamique μ	Augmenter la viscosité réduit la probabilité de tout mécanisme de rupture [95], elle va donc à l'encontre du splashing [104].
Angle d'incidence θ_i	Pour de faibles angles, le rebond est encouragé. Plus α augmente, plus la déformation de la goutte est favorisée [104,124,69].
Température de paroi T_p	Si $T_p < T_{Leid}$, on observe principalement le dépôt (partiel ou total). Pour T_p proche de T_{Leid} , le rebond est majoritaire. Des températures de paroi élevées favorisent le splashing [15,124].
Rugosité R_z	Pour des valeurs élevées, la surface de la goutte subit d'importantes déformations [95].

Tab. 2.10 : *Influence des différents paramètres sur les régimes d'impact*

Après cette étude bibliographique, voyons à présent l'état des lieux de la modélisation des phénomènes d'interaction gouttes/paroi.

Chapitre 3

Modèles d'impact de gouttes isolées

Cette partie compare les principaux modèles d'impact de gouttes isolées recensés dans la littérature. De par leurs caractéristiques, les différents modèles peuvent être divisés en deux catégories : les modèles décrivant un impact sur paroi sèche (Bai & Gosman, Park & Watkins, Stanton & Rutland, Mundo) et ceux dédiés à l'impact sur paroi mouillée (Bai & Gosman, Samenfink, Marengo & Tropea). Il faut cependant noter que le modèle BG est valable pour les deux conditions (sèche et humide) et que la différence tient en une constante (F dans l'annexe A.1) qui sert à évaluer la masse totale de liquide qui quitte la paroi lors du splashing. Le détail de chacun de ces modèles n'est pas présenté ici mais est abordé dans les annexes A.1 à A.6 (pour obtenir des informations complémentaires, se reporter aux articles correspondants). La comparaison porte tout d'abord sur les modèles de paroi sèche, et dans un second temps sur les modèles de paroi mouillée. Pour chacune de ces deux parties, le critère d'apparition du régime de splashing est discuté, puis les caractéristiques des gouttes secondaires créées à la suite de l'impact (pour le régime de splashing) sont analysées en détail. Les données concernant le rebond étant peu nombreuses, aucune comparaison pour ce régime n'est fournie dans ce chapitre.

Dans ce qui suit, les grandeurs caractérisant les gouttes incidentes et secondaires sont uniformisées. En effet chaque auteur utilise sa propre notation ; le schéma 3.1 ci-dessous définit les grandeurs utilisées dans ce chapitre pour les gouttes incidentes et secondaires générées à la suite du splashing.

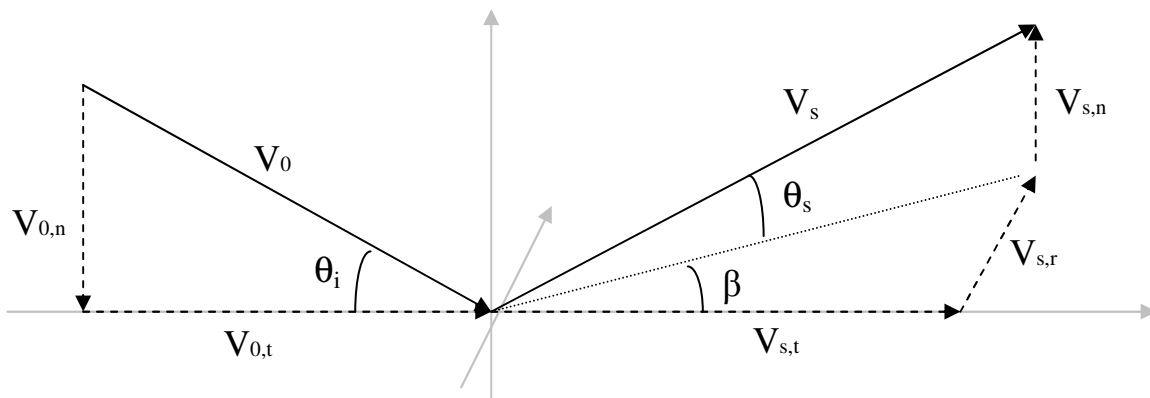


Fig. 3.1 : Définition des composantes de vitesse et des angles des gouttes incidentes et réfléchies

3.1. Comparaison des modèles de paroi sèche

Les modèles d'impact de gouttes isolées sur paroi sèche sont les modèles de Bai & Gosman [10] (BG), Park & Watkins [84] (PW), Stanton & Rutland [110] (SR) et Mundo [75] (M).

3.1.1. Critère d'apparition du splashing

La comparaison du critère d'apparition du splashing est présentée dans le tableau 3.1 et sur la figure 3.2. Un graphe donnant le nombre Capillaire ($Ca = V_{0,n} \mu / \sigma$) en fonction du nombre de Laplace ($La = D_0 \rho \sigma / \mu^2$) est utilisé car ces nombres sans dimension sont des fonctions linéaires de la vitesse des gouttes et de leur diamètre. La forme de la courbe délimitant le dépôt du splashing est donc la même que celle que l'on pourrait obtenir dans le plan $\{V_{0,n} ; D_0\}$. Le critère délimitant le splashing est décrit de façon similaire dans les différents modèles comme une fonction du nombre de Laplace (l'exposant sur La est compris entre $-0,5$ et $-0,6$) mais il existe des différences au niveau des constantes situées avant le nombre La.

Modèle	Critère de splashing
BG	$Ca > 36,33 La^{-0,59}$
PW	$Ca > 8,94 La^{-0,5}$
SR	$Ca > 101,96 La^{-0,6}$
M	$Ca > 25,63 La^{-0,6}$

Tab. 3.1 : Critère d'apparition du splashing des différents modèles [2]

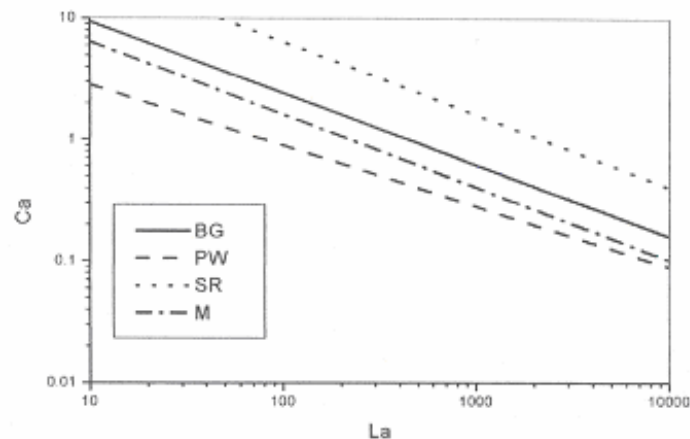


Fig. 3.2 : Critère d'apparition du splashing des différents modèles dans un diagramme Ca-La [2]

3.1.2. Caractéristiques des gouttes secondaires (splashing)

- **Nombre N de gouttes secondaires**

Le nombre N de gouttes secondaires, calculé par les modèles BG, PW et M pour les mêmes conditions d'entrée, est donné sur la figure 3.3, en fonction du nombre de Weber de la goutte incidente. Dans toute la section 3.1.2, les calculs ont été effectués pour une goutte d'essence unique arrivant en paroi, de diamètre $D_0 = 25 \mu\text{m}$.

Bien que les modèles prévoient des nombres de gouttes très différents (par exemple pour $We=400$ le nombre de gouttes générées après l'impact d'une goutte d'essence varie entre 2 et 60), il est difficile de dire quel est le modèle qui est le plus proche de la réalité car très peu de données expérimentales sont disponibles concernant ce critère. Il est également important de noter que bien que la rugosité soit un paramètre important quant à la morphologie du splashing (et par conséquent la rugosité doit très certainement agir sur le nombre de gouttes secondaires produites), aucun des modèles d'impact sur paroi sèche ne prend ce facteur en considération jusqu'à ce jour. Il ressort d'après des expériences menées avec des gouttes d'eau incidentes dont le diamètre est de l'ordre du millimètre que 10 à 15 jets liquides se forment généralement à la suite de l'anneau généré par le splashing. Par conséquent, un minimum de 10 gouttes secondaires par impact doit être considéré. La limite supérieure est en revanche une question toujours ouverte et les modèles prévoient des nombres N très différents pour les fortes vitesses incidentes.

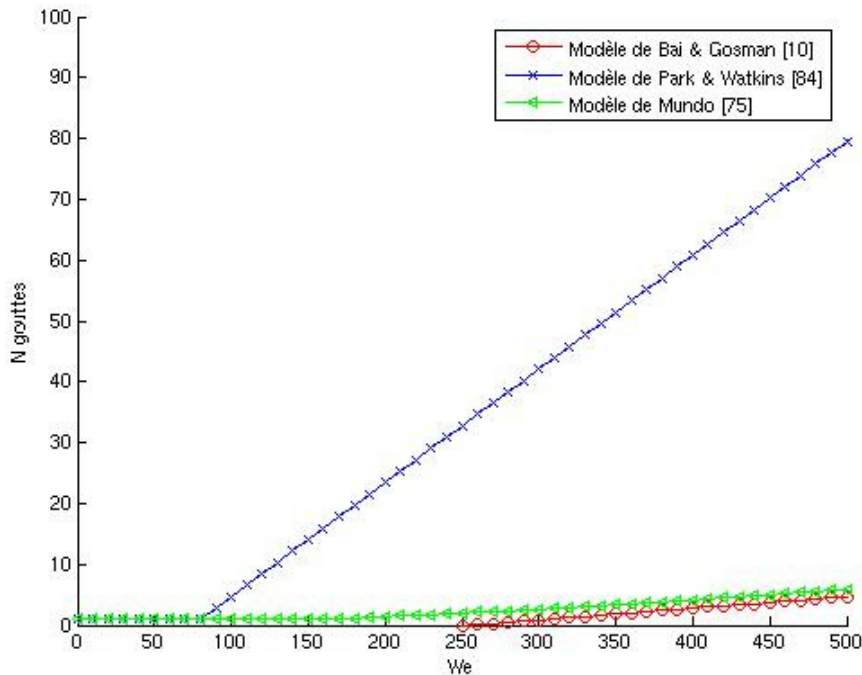


Fig. 3.3 : Nombre de gouttes générées par le splashing en fonction du nombre de Weber de la goutte incidente

- **Masse de liquide réémise**

Pour ce qui est de la masse de liquide quittant la paroi, les modèles fournissent des résultats très différents (fig. 3.4). Le modèle PW a été défini de telle sorte que la totalité de la masse incidente est réémise, quel que soit le nombre de Weber incident. La masse calculée par le modèle BG est un nombre aléatoire compris entre 20 et 80 % de la masse incidente ; enfin pour le modèle M il s'agit d'une fonction décroissante du nombre de Weber, ce qui semble contradictoire avec les observations décrites dans la littérature.

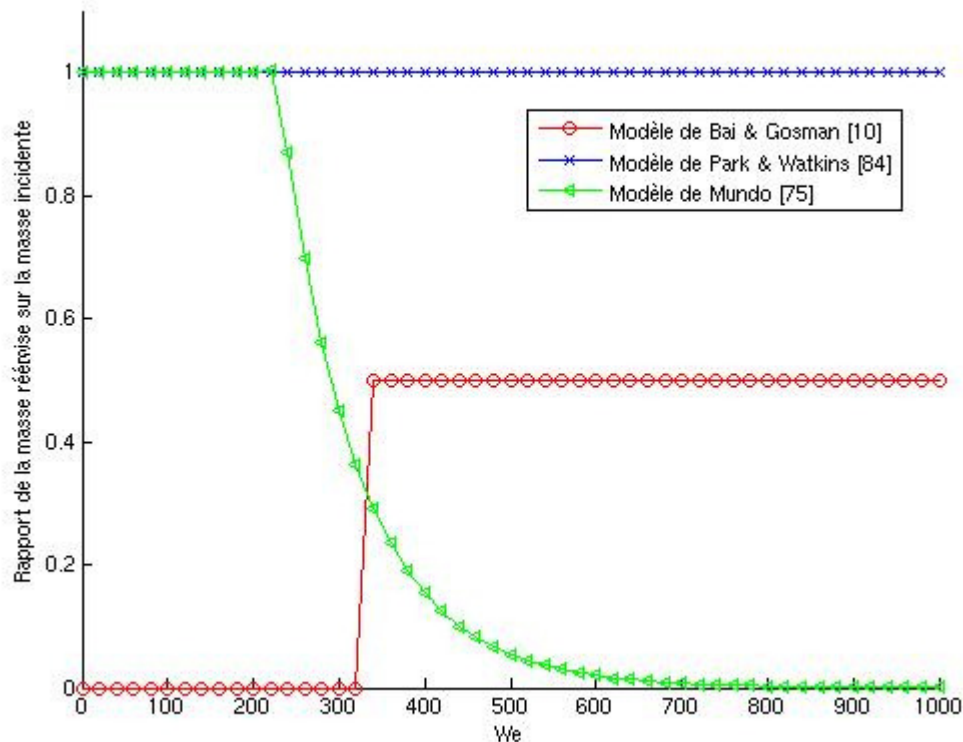


Fig. 3.4 : Rapport entre la masse de liquide réémise et la masse incidente en fonction du nombre de Weber incident, selon les modèles BG, PW et M

- **Diamètre D_s des gouttes réémises**

Pour ce paramètre comme pour la masse réémise et le nombre de gouttes générées, les modèles fournissent des valeurs diverses, les rapports de diamètre entre les différents modèles pouvant varier de 1 à 10 (notamment pour les grandes valeurs de We). Cependant, tous les modèles suivent la même tendance et intègrent le fait que la taille des gouttes créées à la suite du splashing diminue lorsque le nombre de Weber augmente (fig. 3.5).

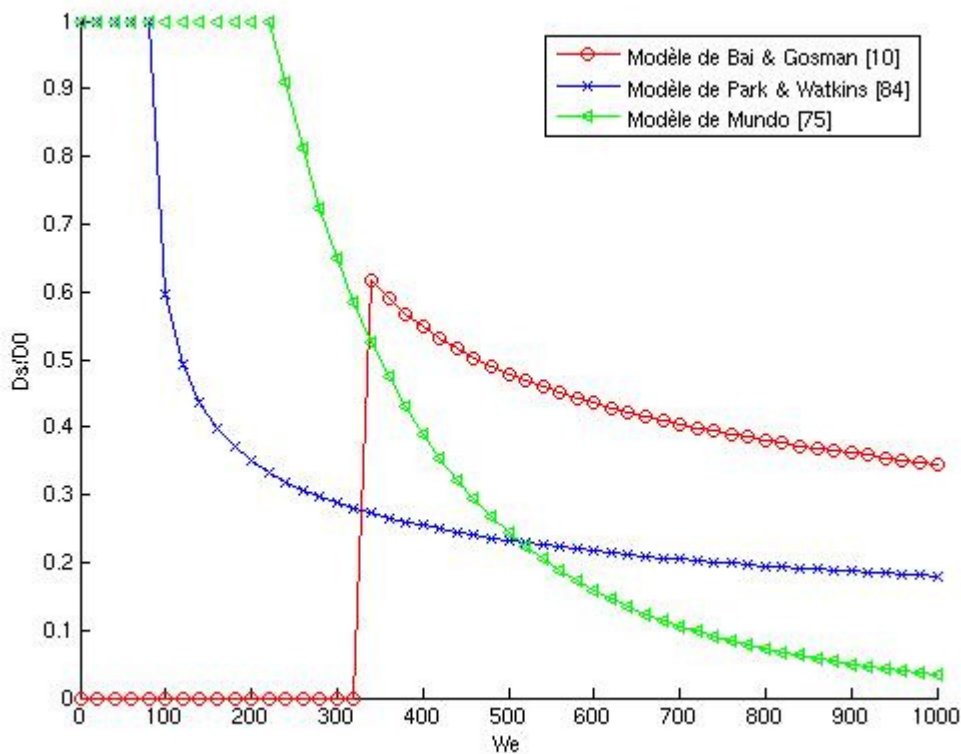


Fig. 3.5 : Rapport entre le diamètre des gouttes réémises et le diamètre des gouttes incidentes, d'après les modèles BG, PW et M

- **Composantes $V_{s,n}$ et $V_{s,t}$ de la vitesse**

Les figures 3.6 et 3.7 présentent respectivement les composantes normales $V_{s,n}$ et tangentielles $V_{s,t}$ de la vitesse des gouttes secondaires, adimensionnées par les composantes normales et tangentielles de la goutte incidente ($V_{0,n}$ et $V_{0,t}$), en fonction du nombre de Weber incident. Les calculs ont été effectués uniquement pour les modèles PW et M ; en effet, les données fournies par les modèles BG et SR étant basées sur des tirages aléatoires, les vitesses de gouttes secondaires ne sont pas uniques.

Pour le calcul de la vitesse normale, le modèle PW propose une fonction croissante du nombre de Weber incident, non bornée pour les grandes valeurs de We . Selon le modèle M, la vitesse normale des gouttes secondaires est une exponentielle décroissante du nombre de Weber, ce qui semble contradictoire avec le fait que pour un diamètre incident donné, une augmentation du nombre de Weber provient d'une augmentation de la vitesse incidente.

Le modèle PW considère la vitesse tangentielle des gouttes secondaires comme constante, alors que pour le modèle M, il s'agit du produit d'une exponentielle décroissante du nombre de Weber par une fonction polynomiale du diamètre des gouttes secondaires. Le peu de données expérimentales relevées dans la littérature sur ce point ne nous permet pas de conclure quant à la pertinence de ces corrélations.

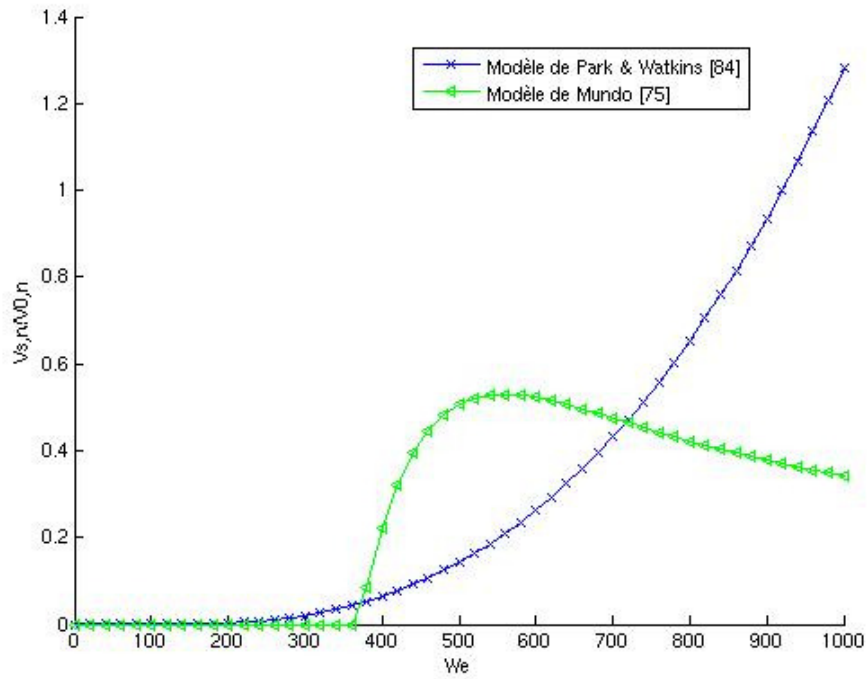


Fig. 3.6 : Valeurs de la composante normale de la vitesse des gouttes secondaires adimensionnées par la vitesse normale de la goutte incidente

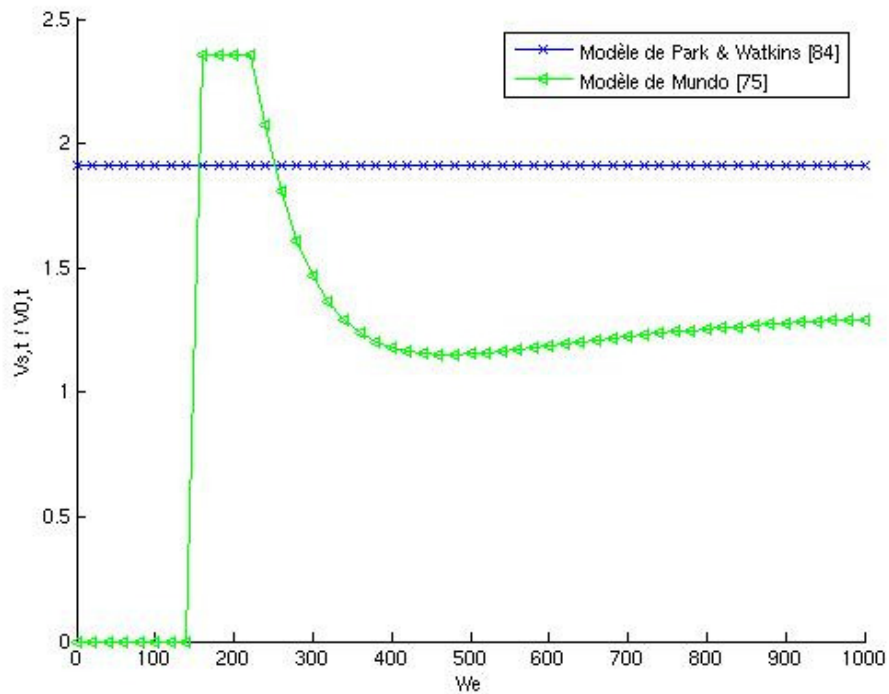


Fig. 3.7 : Valeurs de la composante tangentielle de la vitesse des gouttes secondaires adimensionnées par la vitesse tangentielle de la goutte incidente

3.2. Comparaison des modèles de paroi mouillée

Les modèles de Bai & Gosman (BG) [10], Samenfink (S) [100] et Marengo & Tropea (MT) [70] appartiennent à ce groupe.

3.2.1. Critère d'apparition du splashing

La comparaison des critères de splashing pour chacun de ces modèles est donnée dans le tableau 3.2. Comme pour les modèles d'impact sur paroi sèche, le critère de splashing est similaire d'un modèle à l'autre : le nombre Capillaire Ca est supérieur à une valeur critique, produit de ψ (fonction du film liquide sans dimension δ_b) et d'une puissance du nombre de Laplace La . Quantitativement, la fonction $\psi(\delta_b)$ prend des valeurs qui varient très peu pour les trois modèles (fig. 3.8).

Modèle	Critère de splashing	$\psi(\delta_b)$
BG	$Ca > \psi(\delta_b).La^{-0,59}$	36,33
S	$Ca > \psi(\delta_b).La^{-0,5811}$	$38.1 \sqrt{1 + 0.39\delta_b - 0.08\delta_b^2}$
MT	$Ca > \psi(\delta_b).La^{-0,6}$	$[(2074+870.\delta_b^{0,23}).\max(0.4,1-0.6\delta_b)]^{0,5}$

Tab. 3.2 : Critère pour l'apparition du splashing, selon les trois modèles d'impact sur paroi mouillée

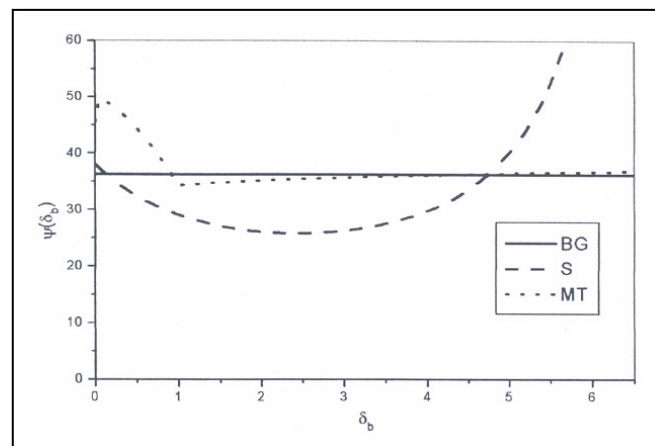


Fig. 3.8 : Valeurs de la fonction ψ en fonction de l'épaisseur sans dimension du film liquide présent en paroi, d'après les modèles BG, S et MT

3.2.2. Caractéristiques des gouttes secondaires (splashing)

Tous les calculs présentés dans cette section ont été effectués en considérant l'impact d'une goutte unique sur un film liquide d'épaisseur adimensionnée $\delta_b = 0.2$, de diamètre incident $D_0 = 25 \mu\text{m}$, arrivant sur la paroi avec un angle de 45° .

- **Nombre N de gouttes secondaires**

Comme pour les modèles de paroi sèche, il existe de fortes différences entre les diverses simulations (fig. 3.9). Une fois encore, le peu de données expérimentales ne permet pas une bonne appréciation de ces simulations.

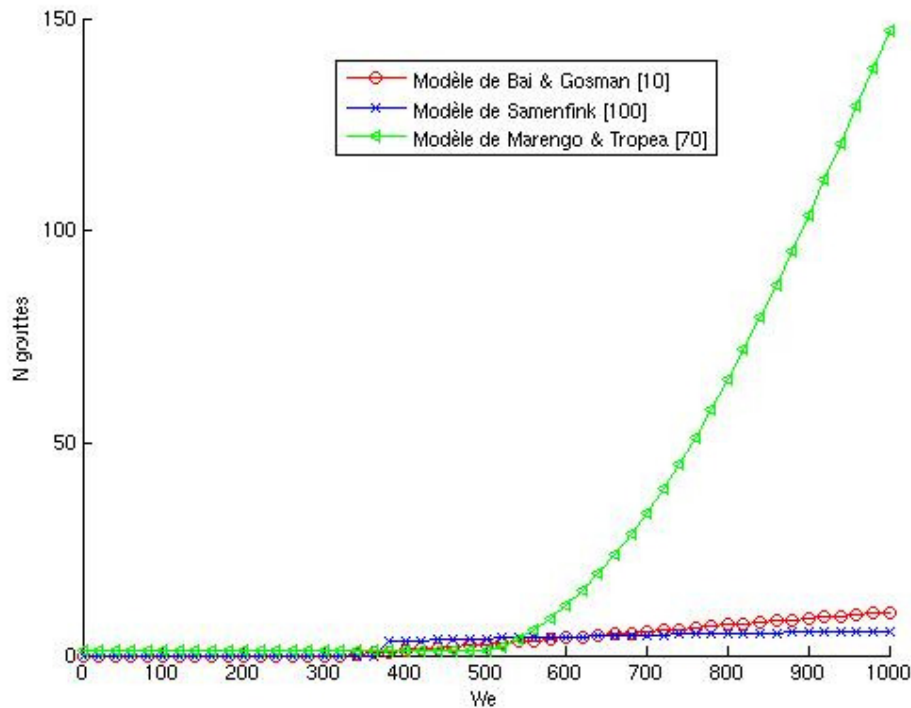


Fig. 3.9 : Nombre de gouttes générées par le *splashing* en fonction du nombre de Weber de la goutte incidente

- **Masse réémise**

La masse de gouttes secondaires estimée pour les modèles BG et S (fig. 3.10) paraît plausible, alors que ce n'est absolument pas le cas de MT qui surestime très fortement cette grandeur pour de fortes valeurs du nombre de Weber incident. Ceci est probablement dû au fait que la masse de gouttes secondaires calculée par le modèle MT ne provient pas de mesures directes mais est évaluée d'après des mesures PDA de flux massiques.

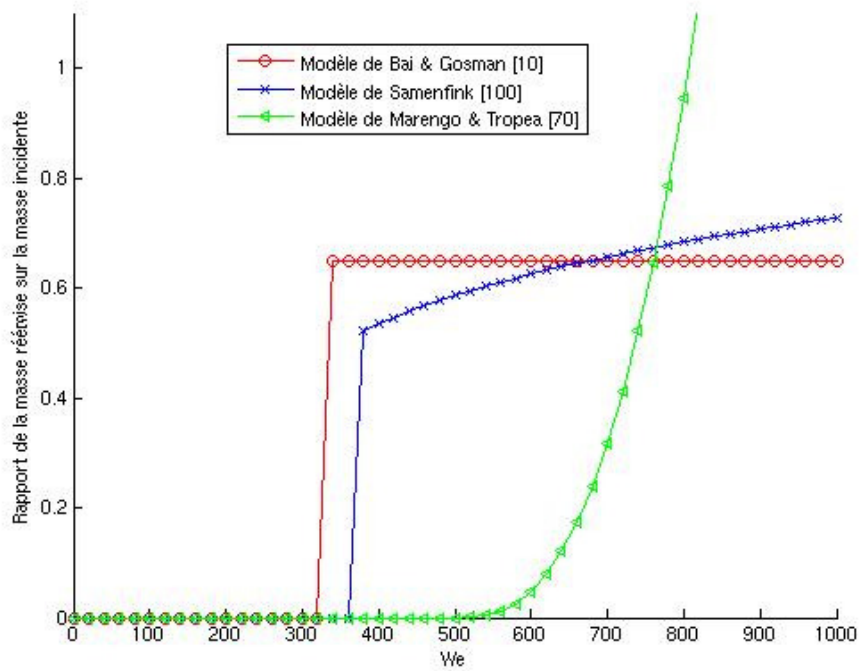


Fig. 3.10 : Rapport entre la masse de liquide réémise et la masse incidente en fonction du nombre de Weber incident, selon les modèles BG, PW et M

- Diamètre D_s des gouttes secondaires

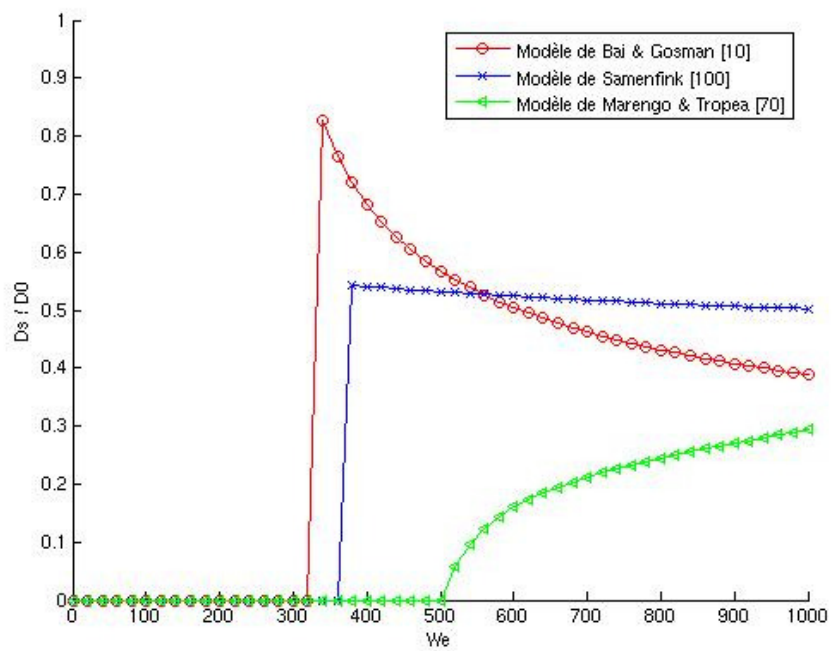


Fig. 3.11 : Rapport entre le diamètre des gouttes réémises et le diamètre des gouttes incidentes, d'après les modèles BG, PW et M

Le diamètre des gouttes secondaires est présenté figure 3.11. Le modèle MT prévoit pour $We > 500$ une augmentation de ce diamètre avec le nombre de Weber incident. Cela semble contredire l'augmentation attendue de l'atomisation secondaire liée à une augmentation de la vitesse incidente et paraît physiquement faux. Les résultats proposés par les modèles BG et S semblent plausibles même si les valeurs calculées diffèrent parfois de près de 50%.

- **Composante $V_{s,n}$ et $V_{s,t}$ de la vitesse**

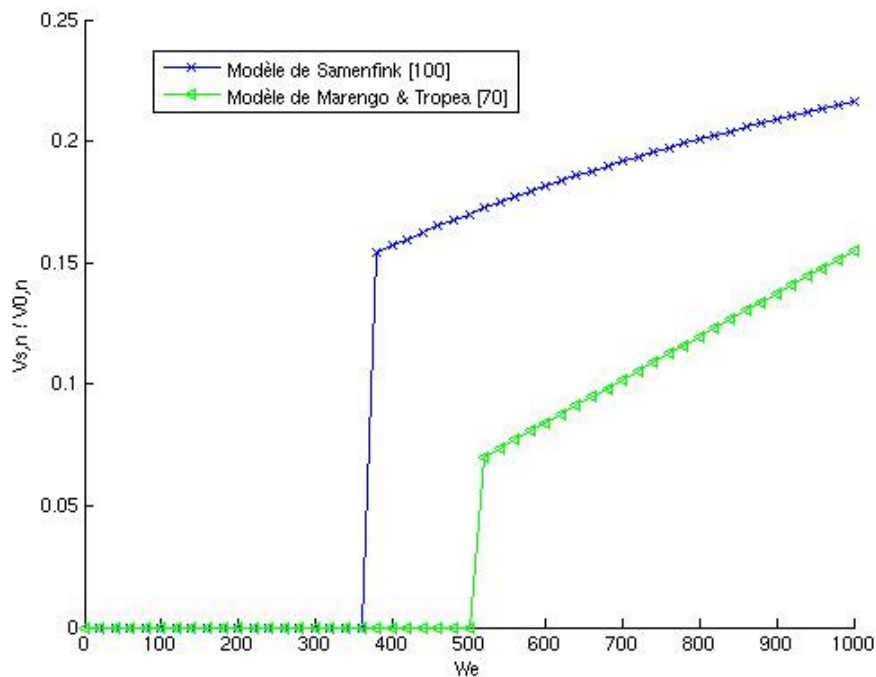


Fig. 3.12 : Valeurs de la composante normale de la vitesse des gouttes secondaires adimensionnées par la vitesse normale de la goutte incidente

Les figures 3.12 et 3.13 présentent respectivement les composantes normales $V_{s,n}$ et tangentielles $V_{s,t}$ de la vitesse des gouttes secondaires, adimensionnées par les composantes normales et tangentielles de la goutte incidente ($V_{0,n}$ et $V_{0,t}$), en fonction du nombre de Weber incident. Les calculs ont été effectués uniquement pour les modèles S et MT ; en effet, comme pour le cas d'une paroi sèche, les données fournies par le modèle BG sont basées sur des tirages aléatoires et les vitesses de gouttes secondaires ainsi calculées ne sont pas uniques.

Que ce soit pour le calcul de la vitesse normale ou de la vitesse tangentielle, les deux modèles suivent la même tendance. Le peu de données expérimentales relevées dans la littérature sur ce point ne nous permet pas de conclure quant à la pertinence de ces corrélations.

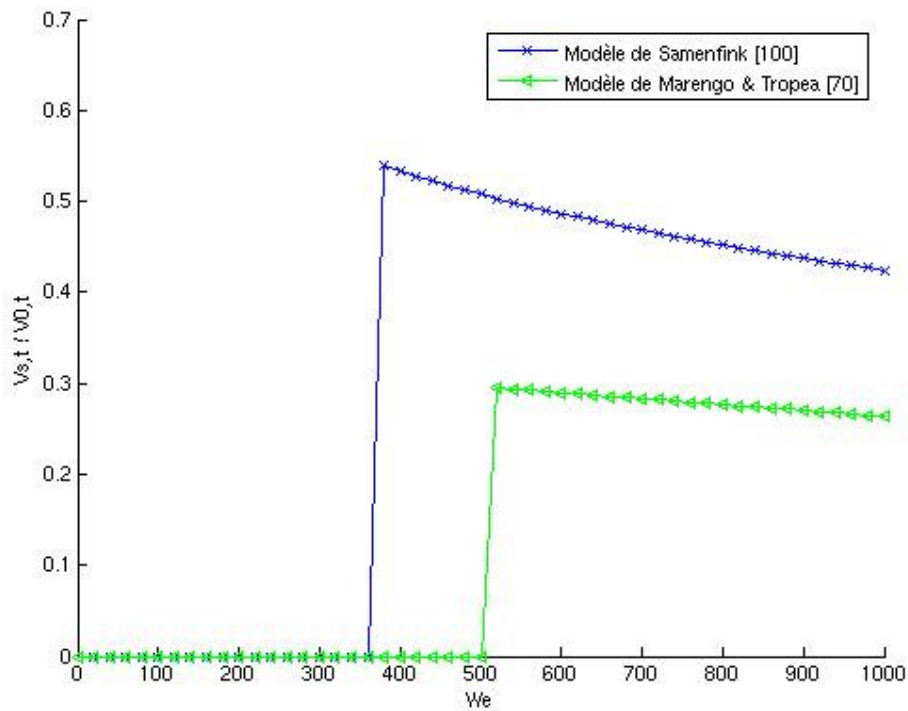


Fig. 3.13 : Valeurs de la composante tangentielle de la vitesse des gouttes secondaires adimensionnée par la vitesse tangentielle de la goutte incidente

3.3. Récapitulatif des différents modèles

Le tableau ci-après établit une liste des principaux modèles d'impact de goutte isolée et donne les noms de leurs auteurs ainsi que l'origine des données expérimentales utilisées pour le développement du modèle.

Ref.	Modèle	Date	Conditions expérimentales d'origine	Paramètres d'entrée	Régimes	Paramètres de sortie
[10]	Bai et Gosman (BG)	1995	Stow et Hadfield [111] – limite dépôt/splashing Jayaratne et Mason [52] – rebond Matsumoto et Saito [71] – vitesse de rebond après impact d'une particule Grant et Tabakoff [44] – coefficient pour la composante v de la vitesse de rebond Stow et Stainer [112] – nombre de gouttes secondaires Ghadiri [40] – corrélation vitesse-diamètre des gouttes secondaires Wright [123] – coefficient de friction de la paroi (composante v , splash)	Température de paroi (inférieure à la température d'ébullition du liquide) Nombres de Weber et de Laplace Vitesse et diamètre de la goutte incidente Rugosité de paroi État de la surface	Dépôt Rebond Étalement Splashing	Nombre de gouttes Diamètre (deux classes) Composante normale et tangentielle des gouttes d'après un bilan d'énergie
[84]	Park et Watkins (PW)	1996	Wachters et Westerling [116] – rayon et hauteur d'étalement Naber et Farrell [78] – diamètre et nombre de gouttes secondaires Mundo et al. [75] – vérification du bon accord avec les résultats expérimentaux Bai et Gosman [11] – limite dépôt/splashing (impact sur film liquide épais)	Température de paroi (inférieure à la température d'ébullition du liquide) Nombres de Weber et de Laplace Vitesse et diamètre de la goutte incidente	Dépôt Rebond Étalement Splashing	Nombre de gouttes Diamètre Composante tangentielle de la vitesse grâce à une estimation de la vitesse d'étalement du rayon Composante normale de la vitesse grâce à une extrapolation pour les impacts à haut Weber
[110]	Stanton et Rutland (SR)	1996	Rodriguez et Mesler [97] – limite du dépôt (surface mouillée) Walzel [117] – limite du dépôt (surface sèche)	Température de paroi (inférieure à la température d'ébullition du liquide)	Dépôt Rebond Étalement Splashing	Nombre de gouttes Diamètre (distribution de Weibull)

[100]			Jayaratne et Mason [52] – limite rebond/dépôt Matsumoto et Saito [71] – vitesse de rebond après impact d'une particule solide Grant et Tabakoff [44] – coefficient pour la composante v de la vitesse de rebond Stow et Stainer [112] – angle d'étalement sur une surface plane Levin et Hobbs [63] – angle d'étalement sur une surface plane Yarin et Weiss [125] – limite dépôt/splashing Mundo et al. [75] – caractéristiques des gouttes secondaires	Nombre de Weber et d'Ohnesorge Vitesse et diamètre de la goutte incidente Fréquence d'impact des gouttes Surface mouillée	Dépôt Rebond Étalement Splashing	Vitesses (distribution de Weibull, composante tangentielle corrigée par un bilan d'énergie)
[100]	Samenfink (S)	1997	Données expérimentales de Samenfink [100] – mesures PDA d'impact de chaînes de gouttes sur une couche de liquide ondulatoire – liquide : eau	Nombre d'Ohnesorge et de Reynolds Épaisseur de film sans dimension Angle incident Paroi mouillée	Dépôt (étalement) Splashing	Nombre de gouttes Diamètre et vitesse des gouttes secondaires Masse réémise Loi normale autour du diamètre moyen
[75]	Mundo et al. (M)	1998	Données expérimentales de Mundo [75] – mesures PDA d'impact de chaînes de gouttes sur une paroi sèche – différents liquides, 2 rugosités	Nombre de Reynolds et d'Ohnesorge Rugosité de paroi sans dimension Angle d'impact Paroi chaude	Dépôt (étalement) Splashing	Nombre de gouttes Diamètre et vitesse des gouttes secondaires Loi normale autour du diamètre moyen Vitesses moyennes (u-v)

[70]	Marengo et Tropea (MT)	1999	Données expérimentales de Marengo & Tropea [70,96,115] – mesures PDA d'impact de gouttes isolées sur une couche de liquide uniforme et en mouvement – liquide : eau	Nombres de Weber et d'Ohnesorge Épaisseur de film sans dimension Paroi mouillée	Rebond (données [69]) Dépôt Splashing	Nombre de gouttes Diamètre et vitesse des gouttes secondaires Loi normale autour du diamètre moyen Vitesses moyennes (u-v)
------	------------------------	------	---	---	---	---

3.4. Conclusion

De manière générale, les différents modèles présentés dans ce chapitre utilisent des critères de transition similaires entre les régimes d'impact de gouttes isolées (en particulier entre le dépôt et le splashing). Cette détermination des frontières a en effet fait l'objet de nombreuses études expérimentales et les différents auteurs, même s'ils n'utilisent pas le même nombre sans dimension pour caractériser le jet incident, semblent être d'accord sur ce point.

En revanche, les paramètres caractérisant les gouttes secondaires générées à la suite du splashing (principalement le nombre de gouttes et/ou la masse réémise, le diamètre et les composantes de vitesse de ces gouttes) prennent des valeurs très différentes suivant le modèle utilisé. Les écarts sont généralement très importants, notamment dans le cas d'un impact sur paroi sèche. Ceci peut s'expliquer par la faible quantité de données disponibles à ce sujet et l'écriture par certains auteurs de corrélations sans réel sens physique. Tel est le cas par exemple de la fraction massique réémise selon le modèle de Samenfink, considérée comme constante quelle que soit la valeur du nombre de Weber.

De plus, un certain nombre de paramètres (comme la rugosité de la paroi ou sa température) ne sont tout simplement pas pris en compte et la subdivision entre conditions de paroi chaude et froide n'est parfois pas très claire.

Le défi majeur de ce travail de thèse est donc de réaliser une modélisation la plus complète possible des régimes d'interaction permettant de simuler des applications aussi bien en condition de paroi froide que chaude. Ceci passe par un rassemblement et une synthèse des nombreux résultats de la littérature puis il s'agit de les compléter par des expériences réalisées à l'ONERA. Pour ce faire une base de données a été constituée à l'aide de deux bancs expérimentaux, qui sont détaillés dans ce qui suit.

Troisième partie

ETUDE EXPERIMENTALE

Chapitre 4

Introduction de la partie expérimentale

L'étude expérimentale de l'interaction d'un jet de gouttes monodisperses et d'une paroi chaude a été conduite au Centre de Toulouse de l'ONERA ; l'objectif étant d'établir une base de données expérimentales pour des conditions d'impact les plus proches possibles de celles rencontrées à l'intérieur des chambres de combustion.

Pour élaborer cette base de données, deux bancs expérimentaux ont été utilisés : le premier concerne les essais à la pression atmosphérique, le second comprend une enceinte haute pression et a permis de réaliser des essais en ambiance confinée. Les techniques de mesures retenues pour chacun de ces bancs sont présentées en détail dans ce chapitre.

La première partie de l'étude expérimentale s'inscrit dans la suite du travail initié par C. Amiel [9] lors de sa thèse au DMAE. Une classification des principaux régimes d'interaction entre des gouttes et une paroi chaude (dépôt, rebond, splashing) a ainsi été établie à pression ambiante, pour une gamme étendue de nombres de Weber et de températures de paroi. A partir de ces résultats expérimentaux, les limites entre les différents régimes ont été définies. Par la suite, l'influence de la pression sur ces frontières a été étudiée à l'aide du deuxième banc expérimental.

Enfin, une analyse détaillée du régime de splashing à pression ambiante a été entreprise. Des corrélations liant le diamètre des gouttes secondaires aux caractéristiques du jet incident et à la température de paroi ont été établies.

Chapitre 5

Présentation des dispositifs expérimentaux

L'étude bibliographique nous a permis de mieux appréhender les phénomènes d'interaction gouttes/paroi et de mettre en évidence les points nécessitant une étude plus approfondie en ce qui concerne la compréhension et la modélisation de ces phénomènes. Le travail expérimental a été orienté dans le but de répondre à ces attentes, au moyen de deux bancs expérimentaux. Ce chapitre est consacré à la description de ces dispositifs ainsi qu'au traitement des données. Par ailleurs, le choix des techniques de mesures retenues est discuté.

5.1. Banc dédié aux essais à pression ambiante

Ce dispositif comprend un système de génération de gouttes calibrées, une paroi équipée d'une cartouche chauffante et un ensemble éclairage/caméra permettant de caractériser les gouttes constituant le jet. Le dispositif expérimental permet de reproduire périodiquement un train de gouttes calibrées. L'intervalle de temps entre deux gouttes est imposé par la fréquence d'excitation du système de génération. La technique optique consiste à adapter la cadence des prises de vue de la caméra à cette fréquence afin de recueillir des gouttes parfaitement figées. Les images ainsi obtenues sont ensuite transformées en données exploitables à l'aide d'un logiciel spécifique d'analyse et de traitement d'images.

5.1.1. Système de génération de gouttes

Le système de génération de gouttes est un injecteur dit monodisperse [16] qui possède l'avantage d'autoriser un contrôle précis des trajectoires avant l'impact. Son principe de fonctionnement repose sur l'application pratique de la théorie de désintégration d'un jet cylindrique selon Rayleigh [67]. Le schéma complet de l'injecteur utilisé est présenté sur la figure 5.1.

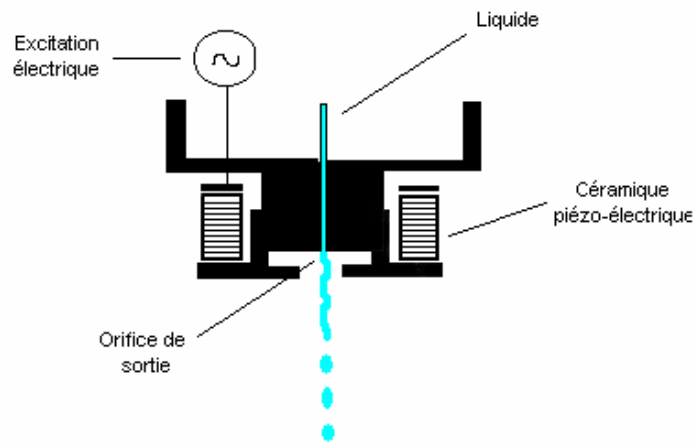


Fig. 5.1 : *Injecteur de gouttes*

Le passage du liquide à travers le tube capillaire produit un jet laminaire cylindrique. Naturellement instable, le jet liquide a tendance à se désintégrer en gouttes. Si le processus n'est pas contrôlé, ces dernières ne sont pas uniformes. En appliquant à la surface du jet une perturbation mécanique régulière, la désintégration (figure 5.2) peut donner naissance à un train formé de gouttelettes rigoureusement identiques (taille, vitesse) et équidistantes. Ce sont ces caractéristiques que l'on réunit sous le nom de « train de gouttes monodisperses » ou « jet monodisperse ». La génération de gouttes monodisperses nécessite une maîtrise parfaite du débit et de la fréquence de l'excitation mécanique appliquée à la surface du jet liquide. Cette excitation est produite par l'intermédiaire d'une céramique piézo-électrique alimentée par des impulsions électriques sinusoïdales. Le diamètre des gouttes est fixé par le diamètre de l'orifice de sortie (diaphragme), petite pièce interchangeable. L'alimentation de l'injecteur se fait par un générateur de fonction qui délivre une perturbation électrique avec une excellente stabilité en fréquence. Il peut fournir une tension allant jusqu'à 150 volts, mais généralement 10 ou 20 volts suffisent pour désintégrer le jet liquide à pression ambiante et environ 100 volts pour les essais en pression. Plus la tension imposée est élevée, plus la distance de désintégration est faible.



Fig. 5.2 : *Génération de gouttes suivant le principe de désintégration de Rayleigh*

Les paramètres qui contrôlent le fonctionnement de l'injecteur sont le débit d'injection liquide Q_I , le diamètre du diaphragme servant d'orifice de sortie D_{dia} et la fréquence d'excitation de la céramique f . Les caractéristiques des gouttes issues de la désintégration (vitesse V_0 et diamètre D_0 incidents) peuvent être déduites de ces paramètres (cf. annexe B).

La plage des fréquences pour laquelle le jet est monodisperse reste limitée. C'est la principale contrainte d'utilisation d'un tel injecteur. L'espace régulier entre deux gouttes est déterminé par la longueur d'onde de la perturbation. La désintégration du jet selon Reitz [90] est le résultat de l'amplification d'oscillations asymétriques sur la surface du jet. Ce phénomène est intimement lié à la tension de surface. D'une manière générale, l'augmentation de la tension de surface engendre une diminution de la gamme de fréquences pour laquelle les gouttes sont rigoureusement identiques et régulièrement espacées. Ces plages de fréquence sont aussi dépendantes de la taille de l'orifice utilisé.

Enfin, bien qu'en imposant la même excitation (fréquence) et en utilisant le même diaphragme, il arrive que le jet puisse être stable à un moment donné et instable l'instant suivant. Il faut donc veiller à ce que le circuit liquide soit toujours très propre (en le purgeant régulièrement) et à ce que le diaphragme ne soit pas obstrué par une poussière. Le nettoyage du diaphragme se fait à l'aide d'un bain à ultrasons, et cette opération doit être effectuée avant chaque campagne d'essais.

5.1.2. Alimentation liquide de l'injecteur

L'alimentation de l'injecteur est réalisée au moyen d'un circuit liquide et d'un circuit à air comprimé. Le réservoir de liquide (dont le volume est d'environ un litre) est pressurisé par un des réseaux d'air comprimé de l'ONERA (10 bar) et un manomètre est utilisé pour réguler la pression d'injection du liquide.

5.1.3. Liquides utilisés

Les deux liquides utilisés pour les essais sont le 2,2,4-triméthylpentane pur à 98%, plus couramment appelé isooctane dans le milieu industriel, et l'éthanol pur à 99,5%. Ils ont été choisis car non seulement ce sont des corps simples, ce qui implique une bonne connaissance de leurs propriétés physiques et thermodynamiques, mais ils ont également des caractéristiques très proches de celles de l'essence et du kérosène, corps multi composants plus complexes à étudier. De ce fait, en connaissant le comportement de l'isooctane et de l'éthanol, les données recueillies pourront être transposées à l'essence et au kérosène. Le tableau de synthèse 5.1 nous fournit les principales caractéristiques physiques et thermodynamiques de ces deux liquides ainsi que de l'essence et du kérosène. Certaines valeurs pour ces deux derniers liquides sont manquantes, notamment les températures de Leidenfrost.

Liquide	Isooctane	Ethanol	Essence [5]	Kérosène
Formule brute	C ₈ H ₁₈	C ₂ H ₅ OH	-	C ₁₂ H ₂₆
Masse molaire [g/mol]	114,231	46,069	108	170,38
Tension superficielle σ [N/m]	0,0182	0,022	0,0231	0,0243
Viscosité μ [Ns/m ²]	4,66.10 ⁻⁴	1,2.10 ⁻³	4,4.10 ⁻⁴	1,30.10 ⁻³
Masse volumique ρ [kg/m ³]	688,8	779,8	736	788,8
Température d'ébullition [K]	372,4	351,5	313-493	424
Température de Leidenfrost [K]	457	458	-	-
Température critique [K]	543,8	516,25	-	658

Tab. 5.1 : Comparaison des propriétés physiques et thermodynamiques de divers hydrocarbures à 300 K

Le tableau suivant (tab. 5.2) présente les équations de variations de la masse volumique, de la tension de surface et de la viscosité de l'éthanol et de l'isooctane en fonction de la température et de la pression (pour la viscosité). La température est exprimée en Kelvin et la pression en bar. La grandeur μ_{P0} correspond à la viscosité du liquide à la pression P0 et est supposée connue, le coefficient a dépend du liquide considéré [26,81].

	Éthanol [15]	Isooctane [30]
Masse volumique [kg/m ³]	$\rho = 1053,6 - 0,925.T$	$\rho = \frac{0,5906}{0,27424 \left(1 + \left(1 + \frac{T}{543,8} \right)^{28,47} \right)}$
	$\rho \sim$ constante avec la pression	$\rho \sim$ constante avec la pression
Tension superficielle [N/m]	$\sigma = 47,377e^{-3} - 8,4529e^{-5}.T$	$\sigma = 0,047675.(1 - \frac{T}{543,8})^{1,2018}$
Viscosité [Ns/m ²]	$\mu = 10^{\left(\frac{686,64}{T} - 5,282 \right)}$	$\mu = e^{-12,928 + \frac{1137,5}{T} + 0,2572.\ln(T)}$
	$\mu_P = \mu_{P0}.a^{[P/P0-1]}$ [26,81]	$\mu_P = \mu_{P0}.a^{[P/P0-1]}$ [26,81]

Tab. 5.2 : Variations des principales propriétés physiques de l'éthanol et de l'isooctane en fonction de la température et de la pression

5.1.4. Paroi et système de chauffage

Différentes parois ont été réalisées pour les essais. Il s'agit de trois échantillons prélevés à divers endroits d'un piston de moteur automobile, élément constitué d'un alliage en AlSi₁₂CuMgNi. La surface du premier est usinée grossièrement (I), le second provient d'une partie qui a été coulée (II) et la surface du troisième a été usinée finement (III) (fig. 5.3). De ce fait, les trois échantillons ont des rugosités différentes. Leurs valeurs sont données sur la figure 5.4 ci-après.

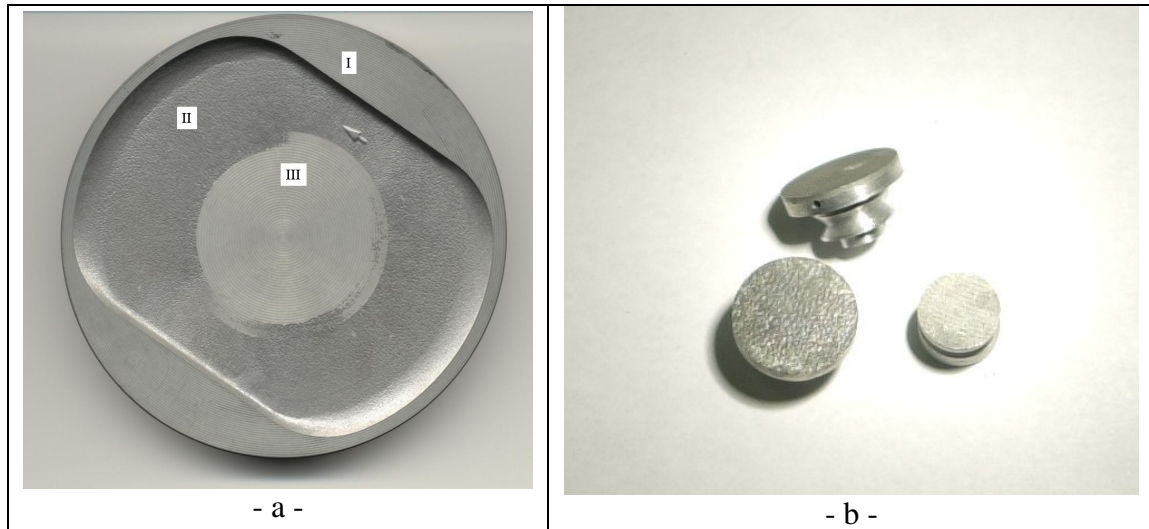


Fig. 5.3 : Localisation des prélèvements sur le piston (a) et échantillons créés à partir de celui-ci (b)

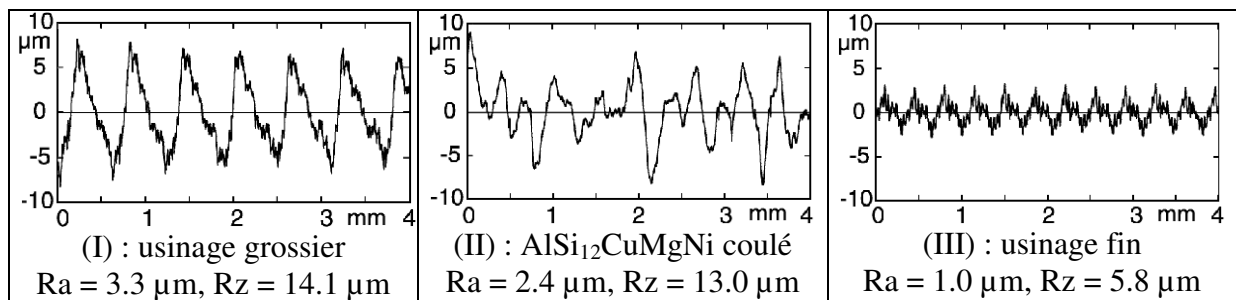


Fig. 5.4 : Rugosités des trois échantillons de paroi

La paroi est placée sur un petit dispositif pouvant accueillir une cartouche chauffante dont la température peut monter jusqu'à 650 K (cf. figure 5.5). Un régulateur électronique permet d'imposer la température voulue (consigne) à la cartouche par une boucle d'asservissement. Enfin, un thermocouple est placé juste en-dessous de la surface de la paroi, afin d'en mesurer la température. En effet, un écart d'une dizaine de degrés est observable entre la consigne et la température relevée par le thermocouple. Cet écart est dû à l'inertie du transfert thermique entre la cartouche et la surface de la paroi et également à la perte d'énergie lors de ce transfert de chaleur ; il est encore plus grand lorsque le jet de gouttes est envoyé sur la paroi (de 20 à 30 degrés).

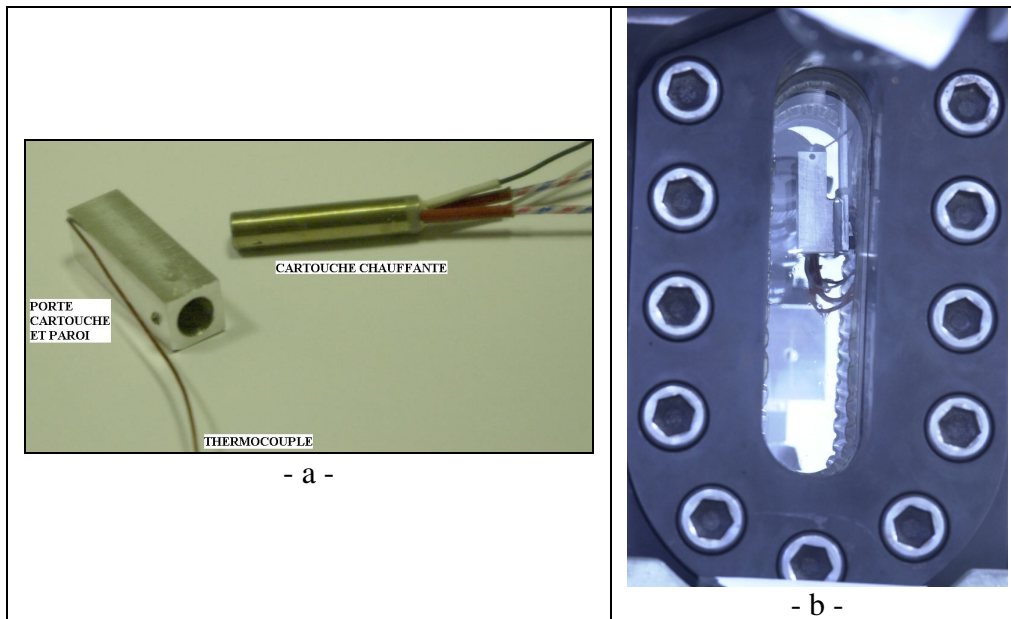


Fig. 5.5 : Cartouche chauffante et son support (a) et photographie du système paroi/cartouche vu à travers le hublot de la chambre haute pression (b)

5.1.5. Dispositif optique

Le système optique décrit dans ce paragraphe ainsi que la caméra présentée dans le suivant servent non seulement à caractériser les gouttes incidentes mais également à visualiser les phénomènes se produisant au niveau de la paroi (caractérisation des régimes d'impact).

Pour visualiser le train de gouttes généré par le système d'injection, une lampe Xénon « High-Speed Photo System » est utilisée, ce qui constitue une excellente source de lumière blanche. Elle est placée derrière le jet de gouttes et face à la caméra. Pour obtenir une lumière bien uniformément diffuse, il suffit de placer un papier calque derrière l'ampoule. Les flashes générés par la lampe ont une durée de quelques centaines de nanosecondes et délivrent chacun une énergie de 25 mJ. Pour obtenir des gouttes apparaissant comme fixes sur l'écran de l'ordinateur et ainsi faciliter l'analyse des images, les flashes de la lampe sont synchronisés avec la fréquence d'excitation de la céramique piézo-électrique et l'acquisition d'images par la caméra. En revanche, si l'on souhaite observer l'évolution du phénomène en enregistrant une séquence d'images, il est possible de désynchroniser l'ensemble.

5.1.6. Système d'acquisition des données

La caméra utilisée est une caméra CCD (Coupled Charge Device) monochrome à haute résolution (768x576 pixels) de marque JAI, modèle CV-M10 BX (fig. 5.6a). Un système d'axes 3D permet la mise en mouvement de la caméra, et en particulier dans le plan vertical pour visualiser le jet incident puis le résultat de l'impact au niveau de la paroi chauffée avec le même dispositif. La pixellisation carrée ainsi que le scan progressif permettent d'obtenir une image de bonne qualité. La caméra est munie de trois objectifs grossissants interchangeable (dont le grossissement varie de 1 à 4) qui autorisent aussi bien une vue d'ensemble du jet qu'une étude fine de la goutte elle-même. Par conséquent, cet appareil nous permet à la fois

de pouvoir caractériser le jet de gouttes incident (contrôle de la monodispersité, mesure du diamètre et de la vitesse des gouttes) mais également de visualiser le résultat de l'impact de ce jet sur la paroi (caractérisation des régimes).

Par ailleurs pour détecter les gouttes de petites tailles provenant de l'éclatement des gouttes incidentes (dans le régime de splashing), nous avons utilisé un magna zoom (fig. 5.6b) qui, associé au logiciel IMAGE (description plus bas dans ce paragraphe), donne une équivalence d'un pixel pour environ deux microns. Comme il faut au minimum trois pixels pour que le programme de traitement de données reconnaisse un élément comme étant une goutte, la taille minimale des gouttes observables est de 6 μm . Cela autorise une marge suffisante pour détecter toute la gamme de tailles de gouttes. En effet avec des gouttes incidentes de cent microns, le diamètre de la plus petite gouttelette après impact est de l'ordre de cinq à dix microns (pour le régime de splashing).



Fig. 5.6 : Photo de la caméra seule (a) et du magna zoom (b)

Le signal vidéo est envoyé sur un ensemble de réception comprenant un écran vidéo associé à un ordinateur. L'écran permet de s'assurer visuellement du bon réglage du système injecteur/paroi chauffante par rapport à la caméra. L'ordinateur sert à acquérir les données relatives au jet de gouttes, par l'intermédiaire d'un logiciel d'acquisition et de traitement d'images appelé IMAGE, développé à l'ONERA par P. Berthoumieu à partir de la bibliothèque M.I.L. (Matrox Imaging Library). Au moyen d'une interface graphique, l'utilisateur accède à toutes les fonctionnalités de ce logiciel, de l'acquisition des images au traitement de ces dernières. Ce logiciel permet, à partir des photos prises par la caméra, de dissocier les gouttes (de couleur sombre) de l'image de fond (couleur claire) grâce à un travail sur les niveaux de gris. En pratique, tous les pixels dont le niveau de gris est inférieur à une valeur limite fixée par l'utilisateur sont éliminés, et il ne reste alors que les gouttes sur l'image. La figure ci-dessous illustre de quelle manière le logiciel IMAGE passe d'une photo brute fournie par la caméra à une image exploitable en noir et blanc. Ce logiciel peut être utilisé à la fois pour caractériser le jet incident mais aussi pour évaluer la distribution des gouttes secondaires, dans le cas du splashing (fig. 5.7).

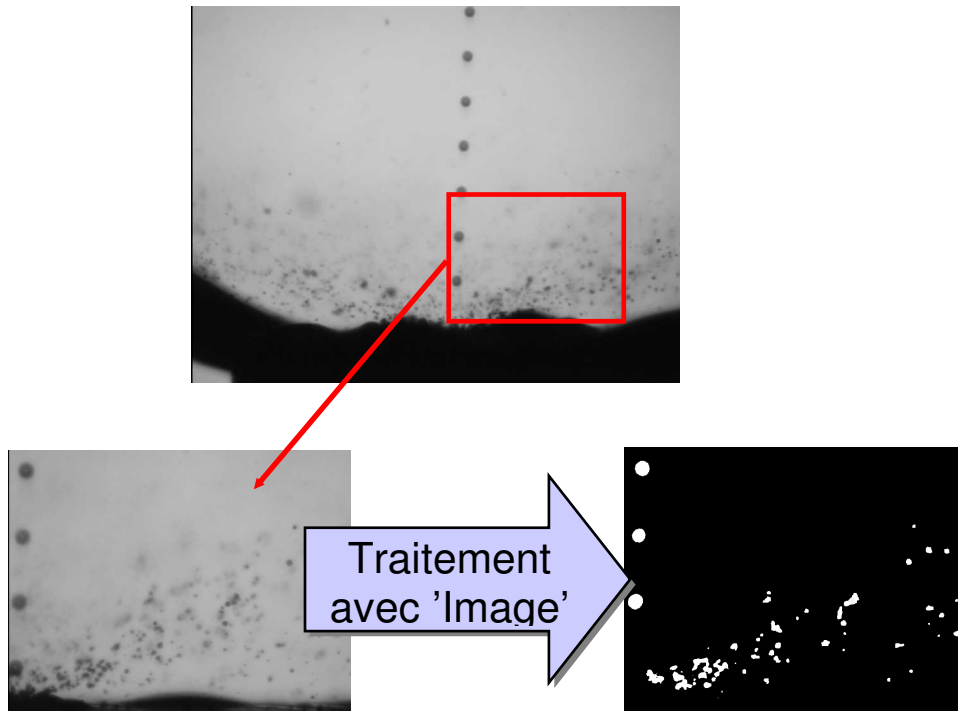


Fig. 5.7 : Illustration du traitement réalisé par le logiciel Image

Le programme recueille dans un fichier texte la position de chaque objet repéré, sa taille en pixel (surface assimilée à un disque), sa compacité (valeur qui tend vers 1 lorsque la surface observée se rapproche d'un disque) ainsi que son orientation. En connaissant la correspondance pixel/micromètre grâce à une mire, le diamètre des gouttes peut aisément être calculé (fig. 5.8). Ensuite pour obtenir la vitesse de ces gouttes, il suffit de connaître la distance entre deux gouttes consécutives ainsi que la fréquence d'excitation de la céramique piézo-électrique. Les formules donnant le diamètre et la vitesse d'une goutte sont les suivantes :

<p>mire 100 μm</p>	<p>x : 353, y : 47 Surf : 472 x : 354, y : 107 Surf : 476</p> <p>diamètre des gouttes [μm]</p> <p>vitesse des gouttes [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]</p>	$D_0 = 2 \cdot \sqrt{\frac{S}{\pi}} \quad (5.1)$ <p>où S est la surface détectée par le logiciel</p> $V_0 = l \cdot f_{inj} \quad (5.2)$ <p>où f_{inj} est la fréquence d'injection et l la distance entre deux gouttes successives (en m)</p>
--	--	---

Fig. 5.8 : Mire utilisée et formules permettant le calcul du diamètre et de la vitesse des gouttes à partir des données fournies par IMAGE

5.1.7. Technique de mesure utilisée pour l'étude du splashing

L'étude du régime de splashing (détaillée dans le chapitre 7) nécessite la détection de gouttelettes secondaires issues de l'éclatement d'un jet incident sur une paroi chauffée (approximativement entre 350 et 650 K). Ces conditions d'expérimentation imposent ainsi un cahier des charges exigeant. La technique de détection des gouttelettes choisie doit par conséquent :

- être non intrusive, pour ne pas perturber l'écoulement,
- pouvoir détecter des gouttes dont le diamètre est compris dans une fourchette de 5 à 200 μm et donner une distribution en taille de ces gouttes,
- posséder un volume de mesure suffisamment grand pour que toutes les gouttes générées par le splashing se trouvent à l'intérieur de celui-ci.

Il existe différents moyens de mesurer la taille et la vitesse des gouttes dans un jet ou un brouillard. Les méthodes les plus répandues sont les méthodes optiques utilisant des faisceaux laser dont le principe de fonctionnement utilise la diffusion ou la diffraction de la lumière. Une deuxième approche est celle que nous avons utilisée pour la caractérisation du jet incident, à savoir l'analyse d'images. Compte tenu des contraintes liées aux bancs expérimentaux à notre disposition ainsi qu'à la petite taille des gouttes à mesurer, un choix doit être effectué quant à la technique de mesure la mieux adaptée à notre configuration.

- **l'Anémométrie à Phase Doppler (PDA)**

Cette technique, basée sur le principe de diffusion de la lumière, est une extension de l'Anémométrie Doppler Laser (LDA) ; elle exploite le fait que la phase des signaux Doppler produits par une particule est proportionnelle à son diamètre. Bien que la technique LDA ne permette pas de mesurer des diamètres, les deux méthodes sont très similaires. Toutes les deux sont des techniques optiques de mesure ponctuelle, c'est-à-dire qu'à chaque instant elles permettent d'obtenir des informations en un point de l'espace. La technique PDA permet de mesurer simultanément trois composantes de la vitesse et la taille des particules sphériques (gouttes, bulles et solides).

Concernant le principe de fonctionnement d'une chaîne d'acquisition PDA, le faisceau laser généré est séparé en deux rayons laser déphasés en fréquence, à l'aide d'une cellule de Bragg. Le volume de mesure est défini par l'intersection des deux faisceaux laser focalisant au même point, qui créent un réseau d'interférences. Une particule traversant ce volume de mesure diffuse la lumière des deux faisceaux incidents et les ondes de diffusion génèrent un signal dont la fréquence est proportionnelle à la vitesse de la particule (fig. 5.9a). Le récepteur reçoit alors le signal avec deux phases différentes et c'est cette différence de phase qui permet de calculer le diamètre de la particule (fig. 5.9b).

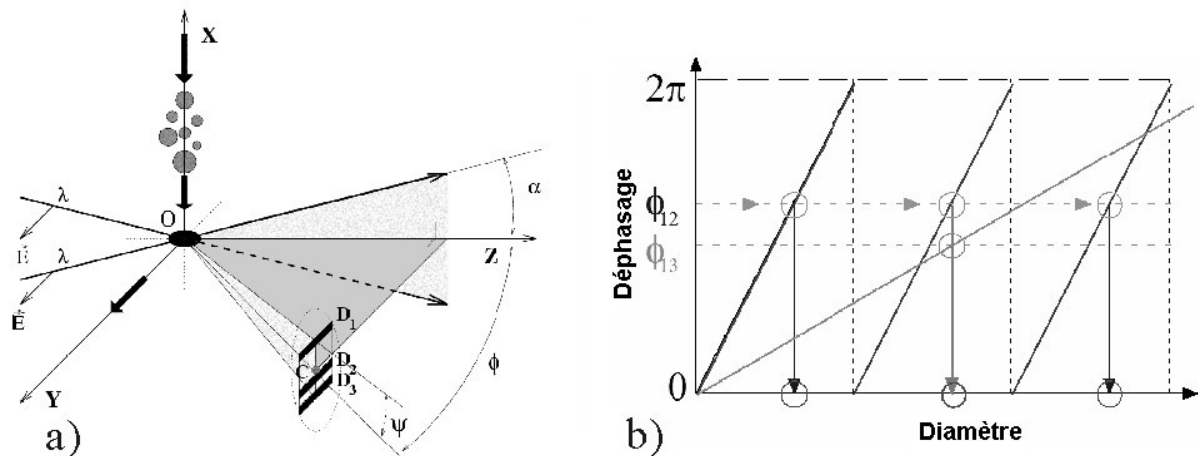


Fig. 5.9 : Schéma de principe d'un interféromètre à Phase Doppler à une composante de vitesse et trois détecteurs (a) et relation phase/diamètre (b) [81]

Cette technique de mesure possède l'avantage d'être non intrusive et de plus les tailles et vitesses des gouttes sont connues instantanément (pas besoin de post-traitement). En revanche, un inconvénient de l'Anémomètre à Phase Doppler est que son volume de mesure est de petite taille (inférieure à la zone au sein de laquelle le splashing a lieu). Par conséquent, utiliser cette méthode aurait nécessité de répéter les essais (pour les mêmes conditions d'impact et de températures de paroi) en déplaçant ce volume de mesure, de manière à couvrir toute la zone de splashing. Le temps d'acquisition et la durée de chaque essai auraient alors fortement augmenté. C'est la raison pour laquelle cette méthode n'a pas été retenue.

- **le granulomètre Malvern**

La première technique écartée, le choix s'est ensuite porté sur un granulomètre Malvern (modèle Spraytec [6]) disponible à l'ONERA (fig. 5.10). Le principe de fonctionnement de cet appareil est basé sur la diffraction de la lumière d'un faisceau laser (théorie de Mie [73]). Pour mesurer la taille d'une goutte contenue dans un jet, il suffit de la faire passer dans le volume de mesure du granulomètre. Les gouttelettes sont alors éclairées lors de leur passage dans le faisceau de lumière et réémettent une partie de cette lumière avec des intensités et des angles qui sont en relation avec la taille des gouttes. Plus la goutte est grosse, plus l'intensité est forte mais concentrée sur des petits angles. La lumière déviée se propage de façon presque rectiligne. Plus les gouttelettes sont petites et plus l'intensité émise par celles-ci est faible, mais plus les angles de propagation s'écartent de façon inversement proportionnelle à leur taille. Le faisceau laser est ensuite collecté sur un récepteur constitué de demi-cercles concentriques. En connaissant l'intensité lumineuse récupérée par chacun de ces demi-cercles et grâce à des formules classiques d'optique, il est possible de reconstituer la distribution volumique des gouttes.

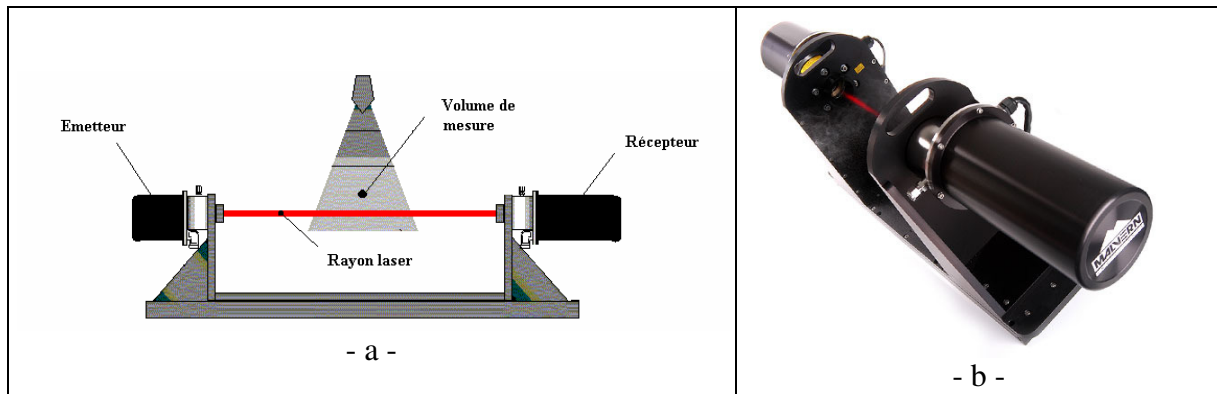


Fig. 5.10 : Schéma (a) et photo (b) d'un granulomètre Malvern

L'avantage de ce type d'appareil est multiple : non seulement le système de mesure est non intrusif (pas de perturbation du milieu considéré), mais il est également facile d'utilisation. Enfin il propose une vaste gamme de tailles de gouttes (de 2 à 700 microns). Une seule recommandation cependant avec cet appareil : le Malvern nécessite que l'intensité lumineuse soit déviée au moins à hauteur de 15 %, or dans certains cas les gouttelettes quittant notre paroi peuvent ne pas être assez nombreuses pour former un brouillard et atteindre cette valeur. Il a donc fallu veiller à ce que cette condition soit respectée.

Le granulomètre Malvern est donc la méthode retenue pour l'étude du splashing à la pression ambiante.

- **Instrumentation du banc complet**

Le dispositif expérimental complet comprend le dispositif d'analyse d'images qui sert à caractériser le jet incident (mesure du diamètre et de la vitesse des gouttes le constituant), mais également le granulomètre pour la mesure de taille des gouttes secondaires au niveau de la paroi. Ces deux systèmes sont bien sûr placés sur deux plans différents, de manière à ce que la lumière du stroboscope éclairant la scène pour la caméra ne gêne pas les mesures effectuées par le Malvern. La figure 5.11 représente une photo du banc expérimental non équipé du granulomètre. Un schéma du montage complet est porté sur la figure 5.12.

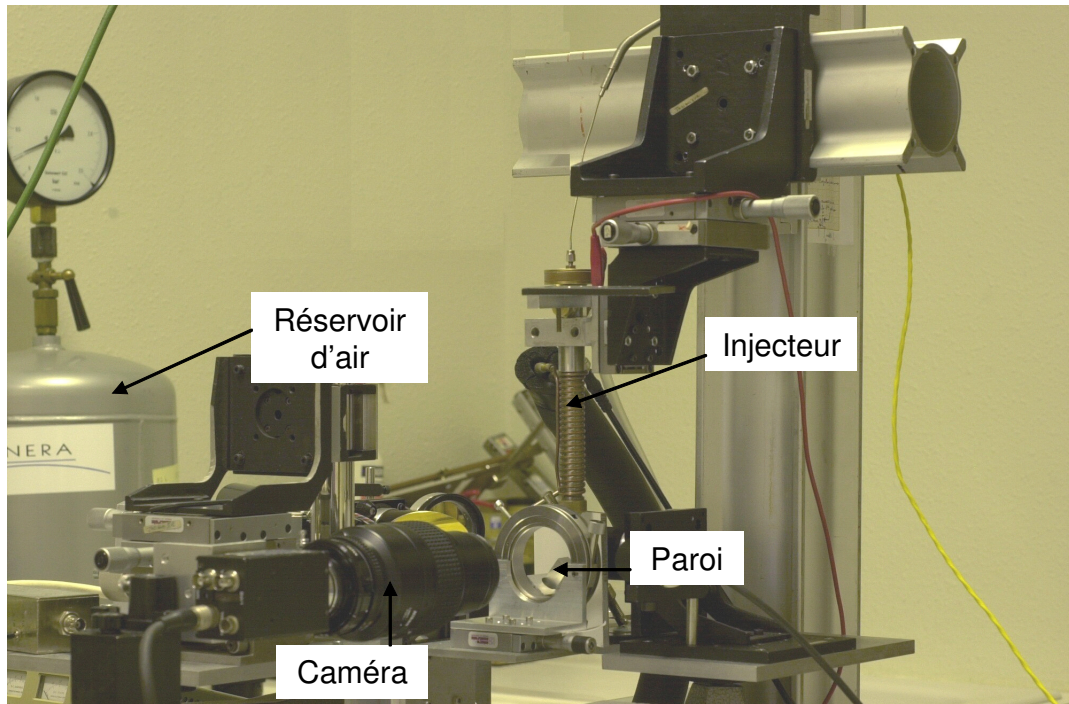


Fig. 5.11 : Photo du montage pour les essais à pression atmosphérique (non équipé du granulomètre Malvern)

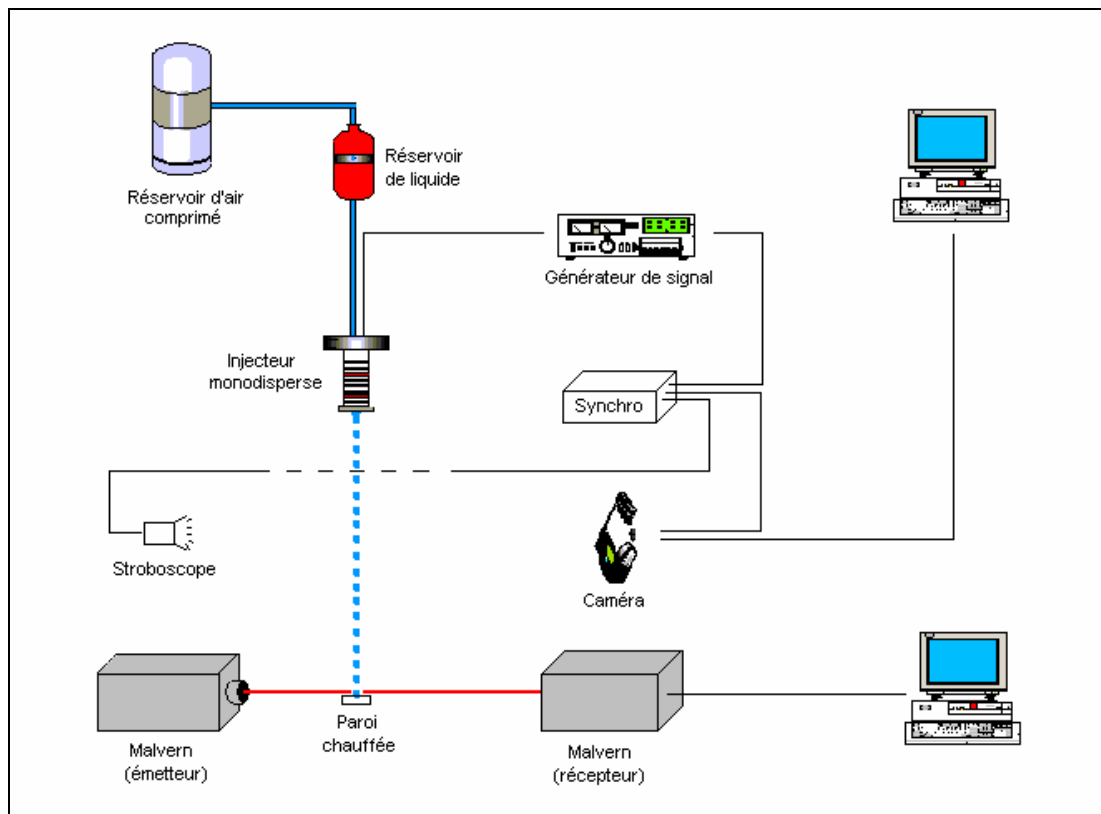


Fig. 5.12 : Schéma du montage avec le granulomètre Malvern

Le granulomètre Malvern décrit dans cette partie s'utilise avec le logiciel RTSizer (logiciel Dantec Dynamics) qui fonctionne sous MS Windows. Avant de commencer une série de mesures, il faut tout d'abord calibrer le faisceau laser à vide (sans aucun jet dans le volume de mesure). Le but de cette première étape consiste à focaliser le rayon lumineux au centre du récepteur, c'est-à-dire à collecter toute la lumière émise sur un seul des 30 demi-cercles concentriques constituant le récepteur. Quand cela est réalisé, le signal collecté par le récepteur est alors enregistré, ce qui constitue le signal de référence. Cette étape est très importante et il est indispensable de la répéter avant chaque nouvelle série d'expériences.

Une fois l'initialisation terminée, l'utilisation du logiciel pour la mesure de taille de gouttes peut commencer, cette étape se fait en temps réel. En effet, le signal collecté par les récepteurs est comparé avec le signal de référence puis la répartition de lumière diffractée due aux gouttes rencontrées dans le volume de mesure est alors convertie en une distribution de tailles de gouttes. La fenêtre principale du logiciel fournit simultanément trois types de données (cf. figure 5.13 ci-après). Premièrement dans la fenêtre en haut à gauche se trouvent tous les paramètres de la mesure (le type de produit constituant les particules, son indice de réfraction et sa densité, le milieu dans lequel évoluent ces particules, des données concernant le laser...). La deuxième fenêtre (en bas) fournit l'évolution temporelle des variables « process » (principalement le pourcentage de lumière transmise et le diamètre moyen de Sauter D_{32} des gouttes mesurées). Enfin, la dernière (en haut à droite sur la figure) concerne la distribution des gouttes en fonction de la classe de diamètres à laquelle elles appartiennent, sous forme d'histogrammes et de fonction cumulée. Les données contenues dans cette fenêtre peuvent par ailleurs être sauvegardées dans un fichier texte, ce qui permet un éventuel post-traitement.

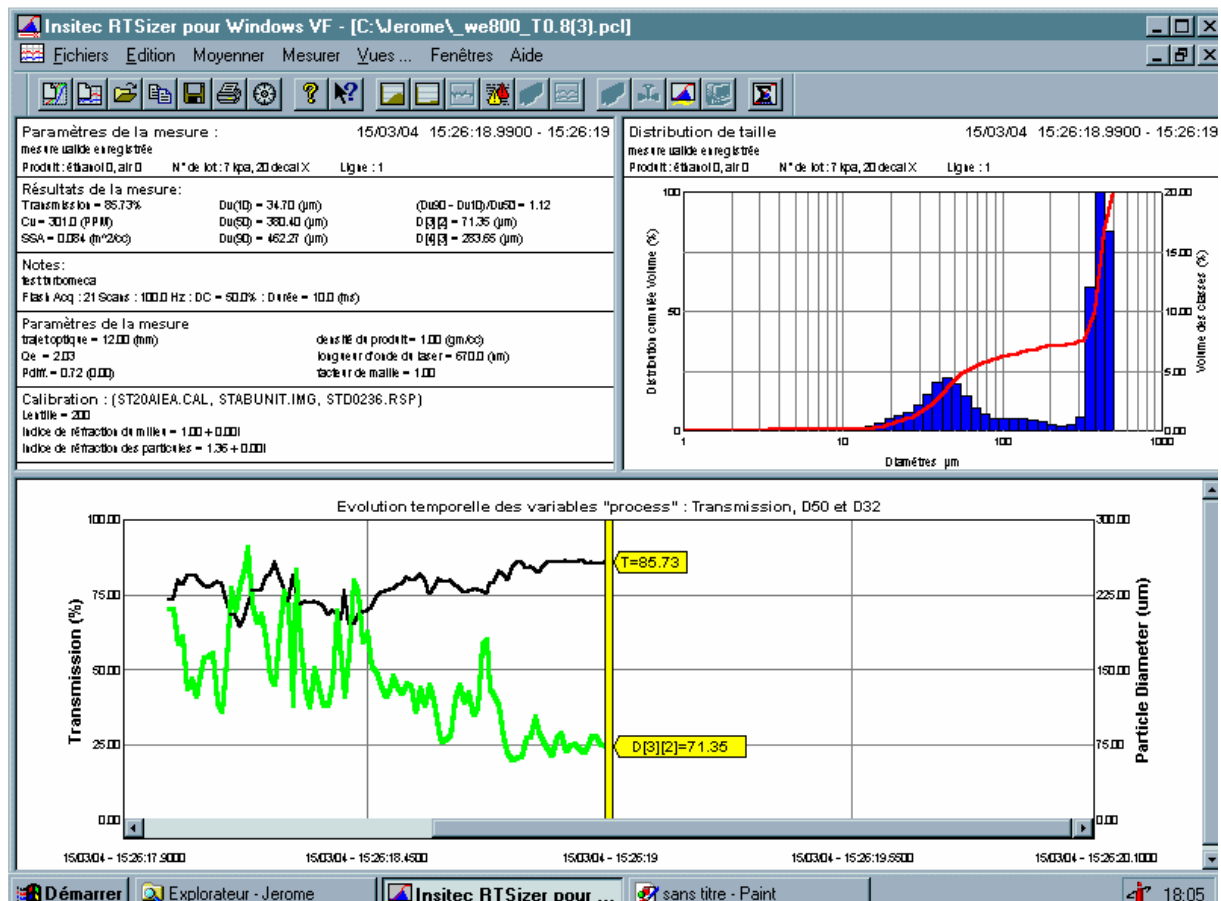


Fig. 5.13 : Fenêtre de résultats du logiciel RTSizer

L'utilisation couplée du granulomètre avec son logiciel possède l'avantage de fournir des résultats non seulement instantanés (la mesure et le traitement réunis ne prennent que quelques secondes) mais également très précis. En effet, une fois le granulomètre calibré, l'utilisateur n'intervient plus sur la chaîne d'acquisition, ce qui réduit les risques de mauvaises manipulations et d'approximations.

5.2. Banc haute pression

Le banc expérimental haute pression est constitué des mêmes éléments que le dispositif pour les essais à pression atmosphérique (système de génération de gouttes, paroi, cartouche chauffante, ensemble éclairage/caméra pour la caractérisation du jet incident) mais il dispose de plus d'une chambre haute pression. Les figures 5.14 et 5.15 donnent une vue d'ensemble des éléments du montage.

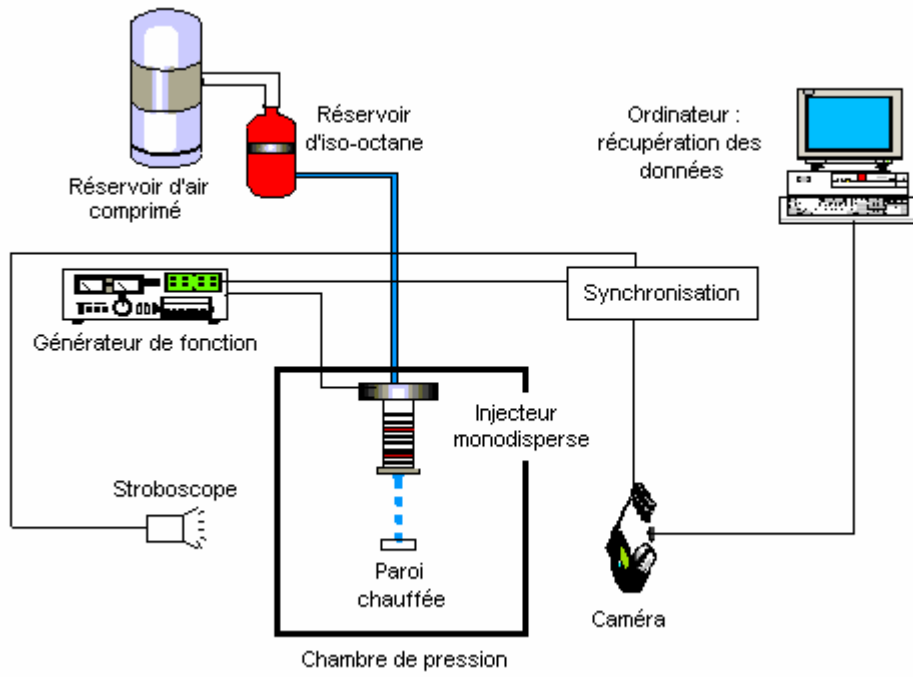


Fig. 5.14 : Schéma descriptif du montage haute pression

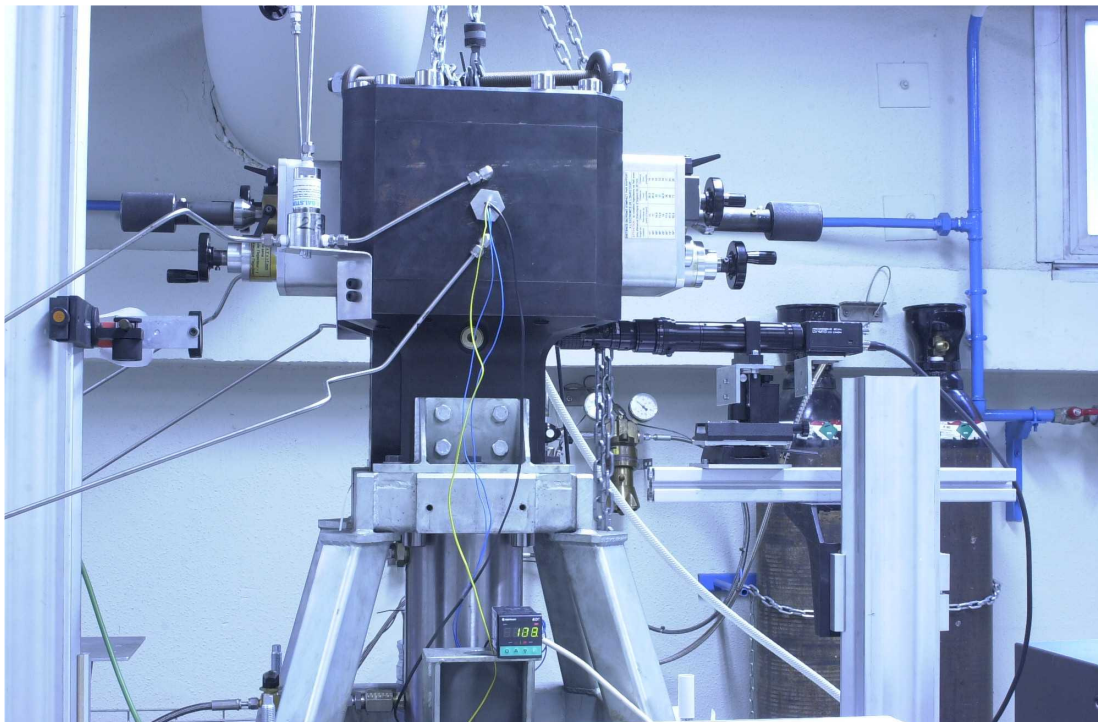


Fig. 5.15 : Vue globale du montage expérimental haute pression

5.2.1. Chambre haute pression

La chambre haute pression permet de pressuriser l'air qu'elle contient jusqu'à 80 bar. La veine d'essai est verticale et a une forme parallélépipédique d'une longueur d'environ 15 cm. Elle comprend deux hublots en verre renforcé situés sur deux faces opposées du parallélépipède, autorisant ainsi un accès optique. La chambre haute pression peut par ailleurs recevoir deux injecteurs mobiles reliés à un système de déplacement dans les trois dimensions, elle peut ainsi être utilisée pour réaliser des expériences de collision de gouttes. Dans notre cas, un seul injecteur a été nécessaire et l'emplacement prévu pour le second a servi à fixer la paroi avec laquelle le jet de gouttes entre en collision (fig. 5.16).

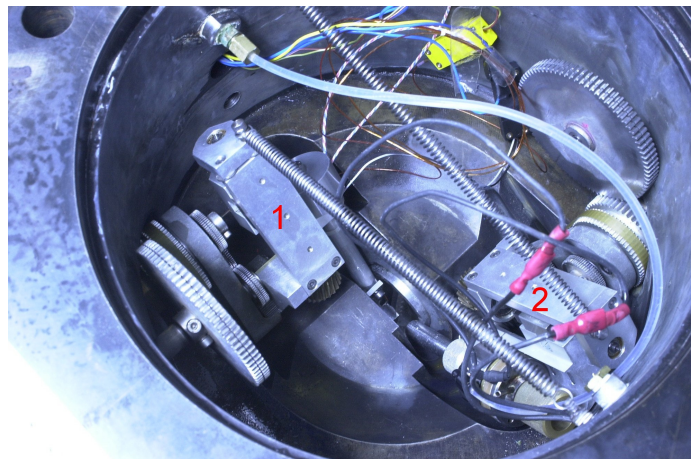


Fig. 5.16 : Vue interne de la chambre haute pression équipée du système d'injection ainsi que de la paroi

1 : Support de la paroi chauffante

2 : Support du système d'injection

5.2.2. Alimentation liquide de l'injecteur

L'alimentation de l'injecteur est réalisée au moyen d'un circuit liquide et d'un circuit à air comprimé. Le réservoir de liquide est pressurisé par une bouteille d'air comprimé indépendante (minimum 20 bar), d'une capacité d'environ 40 litres. Pour contrôler la pression à l'intérieur de l'enceinte, un régulateur électronique auquel on indique la pression souhaitée (consigne) est utilisé, le régulateur atteint alors cette consigne grâce à une boucle d'asservissement. Un dispositif similaire est utilisé pour gérer la différence de pression entre l'injecteur et l'enceinte de pression. La photo ci-dessus représente l'intérieur de l'enceinte de pression et nous montre le système d'injection ainsi que le dispositif portant la paroi.

5.2.3. Choix de la technique de mesure pour l'étude du splashing

L'accès optique du dispositif expérimental haute pression est très limité du fait de la petite taille des hublots (cf. figure 5.17). Premièrement, le (ou les) rayon(s) laser d'un appareil comme un PDA ou un granulomètre doit passer à travers les deux hublots en verre de

l'enceinte haute pression, qui ne sont pas rigoureusement parallèles. De ce fait, le faisceau lumineux est dévié même s'il ne rencontre aucune goutte sur sa trajectoire, rendant ainsi le réglage quasiment impossible. Deuxièmement lors des expériences, des gouttes se déposent sur ces mêmes hublots et viennent fausser les mesures. Par conséquent, il est impossible de monter un système optique de type PDA ou granulomètre sur le banc haute pression, seule une caméra placée sur un axe vertical permettra à la fois de caractériser le jet de gouttes incident et l'impact en paroi.

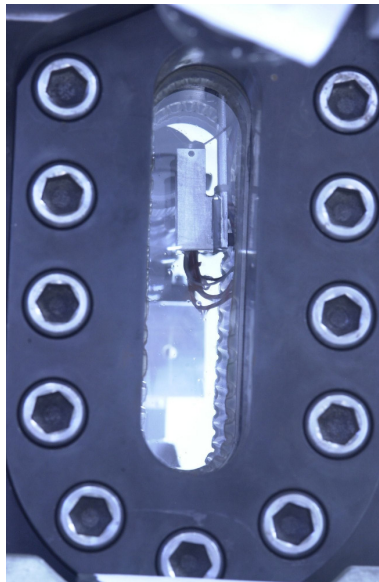


Fig. 5.17 : Vue des hublots de la chambre haute pression

5.3. Limitations des techniques de mesure

Les techniques de mesure choisies (analyse d'images et granulomètre) apparaissent comme étant les mieux adaptées aux contraintes imposées par les essais. Cependant, elles ne sont pas parfaites et ce qui suit établit quelques limites à leur utilisation, qui ne devront pas être négligées lors de l'interprétation des résultats.

- **Erreurs dans la détermination des diamètres :**

Une des hypothèses faites dans l'utilisation du Malvern comme dans le logiciel de traitement d'images est que toutes les gouttes sont parfaitement sphériques. Cette hypothèse constitue le principal inconvénient de ces méthodes. En effet, selon sa forme et son orientation, il est possible qu'une goutte de forme elliptique passant dans le volume de mesure ou dans le champ de la caméra soit enregistrée comme ayant une taille plus importante ou plus faible que sa taille réelle. Cependant, la majeure partie des techniques optiques fonctionne sur ce principe et ce problème leur est commun.

- **Limitations dues à l'indice de réfraction du milieu :**

Les mesures de diamètres provenant de données obtenues avec le granulomètre Malvern sont fonction de la différence d'indice de réfraction du liquide constituant la goutte et du milieu

environnant. Cela peut poser problème en présence de gouttes en évaporation partielle car elles n'ont alors plus la même température. Comme l'indice de réfraction d'un liquide dépend de sa température, le calcul du diamètre d'une goutte peut s'avérer erroné. Cependant, les écarts des indices de réfraction entre la température ambiante et les températures les plus élevées imposées à la paroi sont inférieurs à 5%.

- **Profondeur de champ de la caméra :**

Les images enregistrées par la caméra CCD sont toutes situées dans le même champ. Il faut donc d'assurer que la profondeur de champ de la caméra soit réglée sur l'axe du jet incident, pour prendre en compte le plus de gouttes possible lors du régime de splashing. En supposant que le phénomène observé au niveau de l'impact est à symétrie axiale (axée sur le jet incident), il est alors possible de reconstituer la distribution complète des gouttes secondaires dans l'espace.

5.4. Estimation des erreurs de mesure sur les gouttes incidentes

Les erreurs sont inévitables dans le processus de traitement d'images. Le réglage des conditions initiales à partir des appareils expérimentaux constitue aussi une source d'erreurs. L'évaluation précise des erreurs commises sur les mesures demeure délicate mais il est possible d'en obtenir un ordre de grandeur.

En pratique, le grossissement le plus utilisé pour caractériser le jet incident de gouttes est 1 pixel pour 3 μm (80 % des essais). Le cas le plus défavorable à la précision des mesures correspond aux gouttes générées en sortie d'injecteur dont le diamètre est le plus petit, soit $D_0=120 \mu\text{m}$; les calculs d'erreurs relatives sont donc effectués avec ce diamètre initial.

5.4.1. Erreur relative sur l'aire

La surface des gouttes détectées par le logiciel IMAGE est mesurée à un pixel près, soit 3 μm . Par conséquent, pour une goutte de diamètre D_0 , le calcul de son aire fluctue avec une amplitude Δaire définie comme suit :

$$\Delta\text{aire} = \frac{\pi}{4} (D_0 + 3)^2 - \frac{\pi}{4} D_0^2 = \frac{3\pi}{2} (D_0 + \frac{3}{2})$$

L'erreur la plus importante est commise sur les gouttes de plus faible diamètre (120 μm) et elle s'écrit :

$$\frac{\Delta\text{aire}}{\text{aire}} = \frac{6(D_0 + \frac{3}{2})}{D_0^2} \approx \frac{6}{D_0} = \frac{6}{120} = 5\%$$

5.4.2. Erreur relative sur le diamètre

Elle est calculée à partir de l'aire des gouttes, le calcul est le suivant :

$$\Delta_{aire} = \frac{\pi}{4} \left[D_0 \left(1 \pm \frac{\Delta D_0}{D_0} \right) \right]^2 = \frac{\pi}{4} D_0^2 \cdot \left[1 \pm 2 \frac{\Delta D_0}{D_0} \right]$$

$$\text{donc } \frac{\Delta D_0}{D_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta_{aire}}{aire} \approx 2.5\%$$

5.4.3. Erreur relative sur la distance entre deux gouttes successives

La distance entre deux gouttes incidentes ΔD_{2G} est au moins égale à deux fois le diamètre des gouttes et l'erreur peut être de 2 pixels. L'erreur relative maximum commise sur cette grandeur s'évalue donc comme suit :

$$\frac{\Delta D_{2G}}{D_{2G}} < \frac{2 \times 3}{240} \approx 2.5\%$$

5.4.4. Erreur relative sur la vitesse

L'erreur commise sur la fréquence est négligeable, or la vitesse est le produit de la fréquence par la distance. Par conséquent, l'erreur relative commise sur la vitesse est égale à l'erreur relative sur la distance, soit 2.5%.

5.4.5. Erreur relative sur le nombre de Weber

$$\Delta_{We} = \frac{\rho \cdot D_0 \cdot \left(1 \pm \frac{\Delta D_0}{D_0} \right) \left[V_0 \left(1 \pm \frac{\Delta V_0}{V_0} \right) \right]^2}{\sigma} \approx \frac{\rho \cdot D_0 \cdot V_0^2}{\sigma} \left(1 \pm 2 \frac{\Delta V_0}{V_0} \pm \frac{\Delta D_0}{D_0} \right)$$

$$\text{donc } \frac{\Delta_{We}}{We} = 2 \frac{\Delta V_0}{V_0} + \frac{\Delta D_0}{D_0} \approx 7.5\%$$

5.5. Conclusion

Les dispositifs expérimentaux ont été détaillés dans cette partie ainsi que les moyens de mesure retenus, l'un pour les essais à pression atmosphérique, l'autre pour les essais en ambiance confinée. La méthode de traitement d'images est adaptée à la mesure des vitesses mais également au calcul du diamètre des gouttes puisque la résolution des images est

suffisamment fine pour assurer des mesures précises. Dans l'ensemble, les incertitudes de mesures sont inférieures à 5 %.

L'étude expérimentale passe d'abord par la caractérisation des régimes d'impact, dans un premier temps à pression atmosphérique puis dans un milieu pressurisé. Ensuite, les essais se focalisent sur le régime de splashing, avec pour but de quantifier la distribution de tailles des gouttes secondaires.

Chapitre 6

Caractérisation des régimes

Le travail de recherche sur la classification des différents régimes d'impact s'appuie dans un premier temps sur les résultats obtenus par Clarisse Amiel [9] à pression ambiante, qui constituent le point de départ de notre étude expérimentale. Nous avons alors cherché à étendre le domaine de son étude, en nous rapprochant des conditions d'impact rencontrées à l'intérieur des chambres de combustion de moteurs automobiles et de foyers de turbomachines. Elles sont données par le tableau 6.1 ci-dessous [2,47,64,65] :

	Moteur essence à injection directe	Foyer de turbomachine (kérosène)	Bancs expérimentaux utilisés dans notre étude (éthanol)
D_0	3 – 35 μm	30 – 40 μm	100 – 200 μm
V_0	8 – 80 m/s	10 – 20 m/s	4 – 12 m/s
T_p	300 – 500 K	500 – 2000 K	300 – 650 K
Oh	0,041 – 0,142	0,047 – 0,054	0,017 – 0,025
We	5 – 8000	100 – 520	50 – 800
K'	18 – 17500	340 – 1700	255 – 3500
Log K'	1,26 – 4,24	2,53 – 3,23	2,41 – 3,54
T^*	-0,5 – 1,5	0,24 – 4,94	-0,5 – 2,8

Tab. 6.1 : *Gammes de vitesses, diamètres et températures de paroi des chambres de combustion ainsi que des bancs expérimentaux à notre disposition*

Les bancs expérimentaux décrits précédemment nous permettent de générer un jet monodisperse incident dont la valeur du nombre de Weber peut atteindre 800 et la cartouche chauffante autorise une mise en température de la paroi jusqu'à 650 K. Une classification des régimes a donc pu être établie pour une gamme du nombre de Weber comprise entre 100 et 800, puis les équations des frontières entre ces différents régimes ont ensuite été déterminées.

6.1. Résultats de C. AMIEL

La caractérisation des régimes d'interaction entre une goutte et une paroi chaude passe par une approche qualitative du comportement thermique et dynamique des gouttes. Ce travail a été initié par C. Amiel [9] lors de sa thèse au DMAE en 2002. Elle a réalisé une campagne de

visualisation à partir de gouttes d'éthanol de diamètre environ 200 μm (orifice du diaphragme d'injection de 100 μm) rencontrant une paroi sèche, polie, lisse et biseautée à 16° en laiton ($R_a < 0,5 \mu\text{m}$) et à pression atmosphérique. L'objectif de ce travail était de couvrir une gamme de valeurs du nombre de Weber comprise entre 0 et 100. Pour cela, la vitesse du jet incident varie de 4 à 15 m/s en modifiant la pression d'injection du liquide entre 0,2 et 2 bar. Les températures de paroi sont comprises entre 373 et 673 K, ce qui correspond à des températures adimensionnées T^* – selon Eq. (2.7) définie dans le chapitre 2 – variant de 0,2 à 3. Sept régimes ont été identifiés : le rebond, le rebond instable, la coalescence, la création d'un satellite, la coalescence en paroi, le splashing et le film liquide. La figure 6.1 ci-après présente une visualisation de chaque régime.

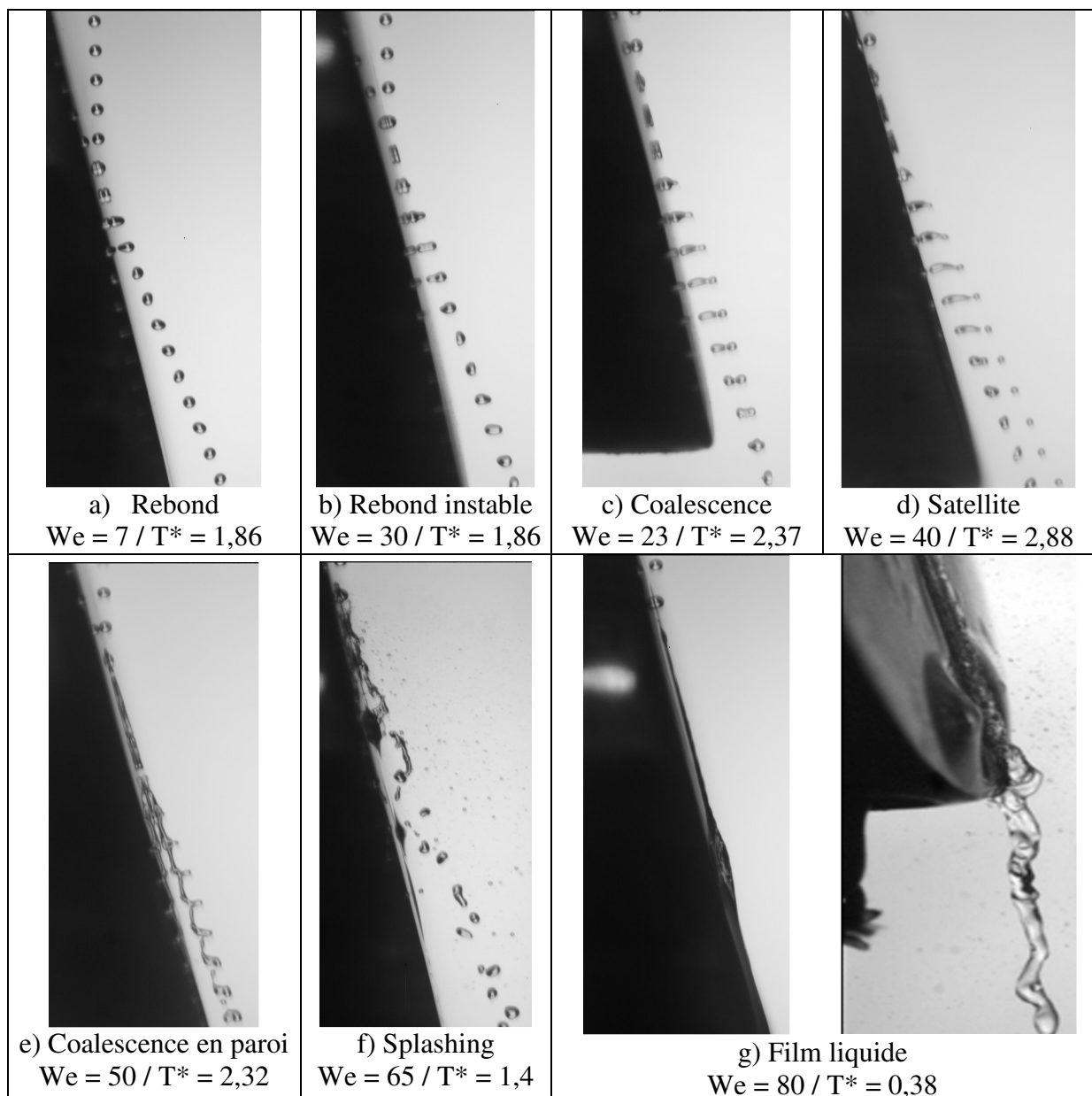


Fig. 6.1 : Prises de vue illustrant chacun des sept régimes observés expérimentalement par Amiel [9], des exemples de valeurs de We et T^* sont donnés

Le **rebond parfait** (a) a la particularité d'avoir un temps d'impact de gouttes en paroi relativement court et un retour rapide des gouttes à une parfaite sphéricité.

Le **rebond** (b) ou rebond instable a un temps d'impact des gouttes en paroi plus long et le retour à la sphéricité est plus progressif. Cette distinction par rapport au régime de rebond parfait est assez subjective, tant que la mesure du temps d'impact de la goutte en paroi n'est pas effectuée.

La **coalescence** (c) se traduit par la formation après l'impact de deux gouttes de même taille ou de taille différente. Les oscillations d'interface dues à la rupture du ligament entraînent le rapprochement des deux gouttes qui coalescent en aval pour reformer un jet de gouttes sphériques.

Le jet de gouttes lors du régime de « création d'un **satellite** » (d) se sépare en deux jets coplanaires avec le jet incident, celui d'une goutte et de son satellite qui suivent une trajectoire différente de quelques degrés. Les oscillations créées lors de la rupture du ligament ne sont plus suffisantes pour reformer un seul jet en aval de l'impact.

La **coalescence en paroi** (e) est caractérisée par un chevauchement des gouttes en paroi. En effet, la fréquence d'injection des gouttes imposée pour obtenir un jet monodisperse avant impact entraîne un espace entre gouttes non suffisant pour empêcher le contact des gouttes lors de leur étalement en paroi. Le film, alors créé en paroi, a une structure périodique qui rebondit et se rompt pour reformer un jet de gouttes.

Le **splashing** (f) part aussi d'un chevauchement des gouttes en paroi mais le jet après le « décollement » forme un brouillard de gouttes. Ce régime regroupe tout ce qui est ni du rebond (apparition d'un phénomène périodique après l'impact), ni du film liquide (les gouttes restent en paroi).

Pour la création du **film liquide** (g), les gouttes se déposent successivement sur la paroi et forment un film. La structure périodique présente lors de la coalescence en paroi n'apparaît plus en raison de l'accumulation trop importante de liquide.

Les températures de la paroi pour lesquelles il y a changement de régimes du jet après l'impact sont relevées à partir d'une variation de la température de paroi de 673 K (soit une température adimensionnée $T^*=3$) jusqu'à la température ambiante par pas de 10 degrés. Ces mesures sont répétées pour différentes valeurs du nombre de Weber incident, de manière à couvrir toute la plage de températures et de Weber souhaitée. Les températures pour lesquelles un changement de régime a lieu permettent de définir approximativement des frontières « thermiques » entre les différents régimes. Les frontières « dynamiques » sont aussi approximativement déterminées, puisque le pas d'avancement du nombre de Weber étudié est assez petit ($0,5 < \Delta We < 4$; la pression évolue par pas de 0,05 bar). La valeur du nombre d'Ohnesorge reste quasiment constante pour toute cette étude (faible variation du diamètre de la goutte) et vaut en moyenne 0,018. Les résultats sont présentés sur la figure 6.2, dans un diagramme température adimensionnée T^* en fonction du nombre de Weber We des gouttes incidentes. Rappelons l'expression de T^* et de We :

$$T^* = \frac{T_p - T_{eb}}{T_{leid} - T_{eb}} \quad (6.1)$$

$$We = \frac{\rho \cdot D_0 \cdot V_0^2}{\sigma} \quad (6.2)$$

avec T_p la température de la paroi, T_{eb} la température d'ébullition du liquide, T_{leid} sa température de Leidenfrost à la pression considérée, ρ et σ sa densité et sa tension superficielle, D_0 et V_0 le diamètre et la vitesse des gouttes incidentes.

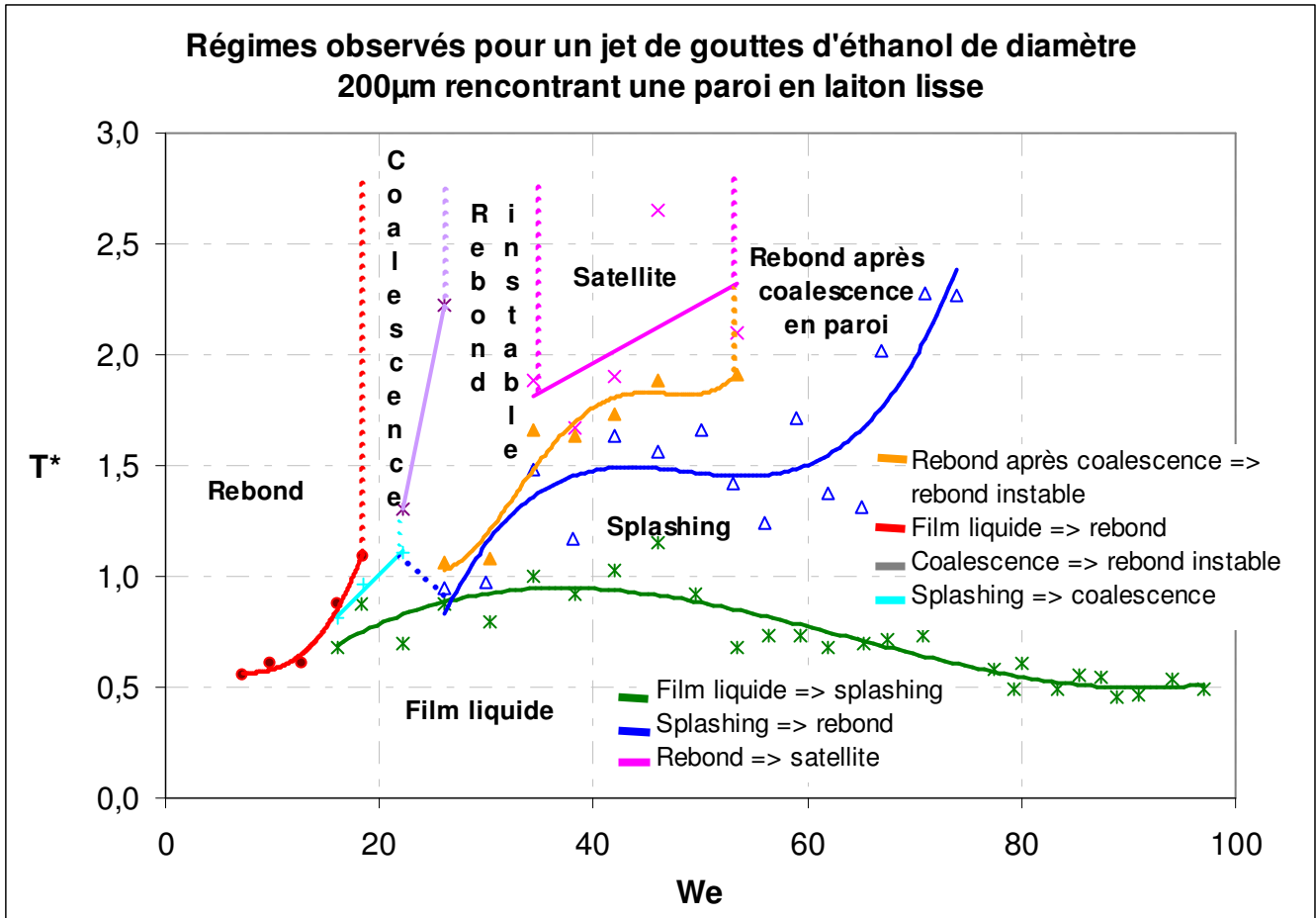


Fig. 6.2 : Classification des régimes à pression atmosphérique pour un jet d'éthanol rencontrant une paroi en laiton polie lisse, travaux réalisés par C. Amiel [9]

Au regard de la figure 6.1 et du graphe 6.2, les régimes de coalescence, de rebond instable, de rebond après coalescence en paroi et de création d'une goutte satellite sont finalement très proches les uns des autres et peuvent tous être assimilés à une sorte de rebond. C'est le choix que nous faisons à présent et qui facilitera la modélisation des phénomènes (chapitre 8). La figure 6.2 peut ainsi être simplifiée et découpée en trois zones distinctes : film liquide, splashing et rebond.

La frontière qui intéresse le plus les industriels est celle entre le film liquide et l'ensemble des autres régimes (courbe verte). En effet à l'intérieur d'une chambre de combustion, la majeure partie du liquide injecté est brûlée, mais la proportion de liquide qui ruisselle sur la paroi peut être source d'imbrûlés. Il est donc intéressant de savoir où se situe la limite de formation du film liquide, dans le but d'éviter ce régime. Tant que la température de la paroi adimensionnée

ne dépasse pas 1 (soit environ 460 K), et ce quel que soit le nombre de Weber incident, le jet de gouttes est en contact direct avec la paroi et forme un film liquide.

Pour un nombre de Weber incident supérieur à 25, une frontière entre le régime de rebond et le régime de désintégration (splashing) a été estimée par C. Amiel [9] en fonction de la température de paroi T_p adimensionnée par la température critique de l'éthanol T_{crit} , cette température est notée T' . De la même manière, pour un nombre de Weber compris entre 15 et 100, une frontière entre le régime de splashing et le régime de film liquide a été déterminée. Les deux corrélations sont données par les équations 6.3 et 6.4.

- Frontière rebond / splashing pour un nombre de Weber compris entre 25 et 75 :

$$T' = 1,346.10^{-5} We^3 - 1,968.10^{-3} We^2 + 9,474.10^{-2} We - 0,517 \quad (6.3)$$

- Frontière splashing / film liquide pour un nombre de Weber compris entre 15 et 100 :

$$T' = 1,167.10^{-6} We^3 - 2,247.10^{-4} We^2 + 1,184.10^{-2} We + 0,686 \quad (6.4)$$

Le rapport entre T' et T^* pour l'éthanol est donné par l'équation (6.5) ci-après.

$$T' = T^* \cdot \frac{T_{leid} - T_{eb}}{T_{crit}} + \frac{T_{eb}}{T_{crit}} = 0,206.T^* + 0,681 \quad (6.5)$$

En réécrivant les relations trouvées par Amiel en fonction de T^* , on obtient les équations (6.6) et (6.7) suivantes :

- Frontière rebond / splashing pour un nombre de Weber compris entre 25 et 75 :

$$T^* = 6,526.10^{-5} We^3 - 9,540.10^{-3} We^2 + 4,593.10^{-1} We - 5,807 \quad (6.6)$$

- Frontière splashing / film liquide pour un nombre de Weber compris entre 15 et 100 :

$$T^* = 5,658.10^{-6} We^3 - 1,089.10^{-3} We^2 + 5,742.10^{-2} We + 0,027 \quad (6.7)$$

6.2. Régimes observés à pression ambiante

A la suite de la classification présentée précédemment (fig. 6.2), nous avons cherché à évaluer l'effet des principaux paramètres pouvant influencer ces régimes pour des valeurs plus élevées du nombre de Weber (entre 100 et 800) et ainsi plus proches des conditions d'impact rencontrées dans les chambres de combustion. Une description des régimes observés pour ces valeurs du nombre de Weber, et des températures de paroi comprises entre 300 et 620 K ($-0.5 < T^* < 2.5$), est donnée. Les essais présentés dans cette partie ont été réalisés à pression

atmosphérique avec un jet constitué soit d'isooctane, soit d'éthanol, dont les propriétés physiques sont très proches de celles de l'essence.

Les trois parois dont nous disposons ont toutes une rugosité inférieure à 15 μm , or la taille minimale des gouttes incidentes est de l'ordre de 100 μm . Par conséquent, nous nous situons dans le cas b de la figure 2.39 (diamètre de goutte très supérieur à la rugosité de la paroi) pour lequel la rugosité a un effet très limité sur les régimes d'impact de gouttes. C'est pour cette raison que nous ne considérons pas dans ce qui suit la rugosité de la paroi comme un facteur influent et en pratique, nous travaillons avec la paroi dont la rugosité est la plus faible ($R_z=5.8$ μm , échantillon lisse (III)).

6.2.1. Protocole expérimental

A partir d'un nombre de Weber donné (choisi par l'expérimentateur), et connaissant le diamètre approximatif des gouttes incidentes générées par l'injecteur (environ le double de la taille de l'orifice du diaphragme), la vitesse qu'il faut imposer aux gouttes est alors estimée. Cette vitesse se règle par le différentiel de pression entre le réservoir de liquide et l'air ambiant. Lorsque le jet est stabilisé, la vitesse et le diamètre réels des gouttes incidentes sont alors calculés au moyen du système d'acquisition (caméra CCD + logiciel IMAGE) et une moyenne est réalisée sur plusieurs gouttes successives. Pour affiner la vitesse des gouttes incidentes et ainsi obtenir la valeur souhaitée, la pression imposée au jet liquide (par le biais de l'automate d'asservissement) doit alors être ajustée. Cette opération peut prendre quelques minutes, mais une fois la vitesse réglée, le jet incident est caractérisé. L'expérimentateur doit cependant veiller à ce qu'il reste stable et monodisperse tout au long de l'acquisition des données, ce qui n'est pas toujours le cas. En effet, il arrive parfois que l'injecteur se bouche à cause d'une poussière dans le circuit liquide. Dans ce cas, une purge du circuit est nécessaire et le diaphragme doit également être passé dans un bain à ultrason.

Le jet stable est alors envoyé sur la paroi. Celle-ci est chauffée par la cartouche et la température en surface est contrôlée par un thermocouple. Là encore, la période de stabilisation de la température peut être relativement longue en raison de l'inertie du transfert de chaleur entre la cartouche et la paroi. Une fois que la température désirée est atteinte, l'acquisition d'une série d'images est effectuée dans le but d'identifier le régime observé. L'expérimentateur balaye ensuite toute la plage des températures souhaitées pour le nombre de Weber concerné, puis l'investigation se poursuit pour un autre nombre de Weber. Le processus tout entier est ainsi renouvelé de manière à couvrir toute la gamme de nombres de Weber désirés.

6.2.2. Effet des grandes valeurs du nombre de Weber sur les régimes

Les deux moyens de faire varier la valeur du nombre de Weber sont de modifier le diamètre des gouttes incidentes et/ou la vitesse normale à la paroi de ces gouttes. Le banc expérimental à notre disposition nous permet ainsi d'imposer une pression d'injection du liquide variant de 0,1 à 0,5 bar, ce qui entraîne des vitesses de gouttes incidentes comprises entre 4 et 11 m/s. De même, différents diaphragmes peuvent être utilisés afin de générer des gouttes incidentes dont le diamètre est compris entre 100 et 200 μm . La gamme de nombres de Weber possibles est donc comprise entre 70 et 850. Les résultats présentés dans cette section répertorient les régimes d'impact observés, pour différentes valeurs du nombre de Weber.

La figure 6.3 ci-après illustre le résultat de l'impact d'un jet monodisperse d'isooctane, pour différents nombres de Weber incidents obtenus en modifiant la taille des gouttes initiales. La vitesse incidente reste fixe ($V_0 = 8,9$ m/s) et différentes températures de paroi ont été testées. La première série (première ligne de la figure 6.3) a été réalisée avec des gouttes de diamètre $100\ \mu\text{m}$ ($We = 300$) et la seconde avec des gouttes de $200\ \mu\text{m}$ ($We = 600$). Les régimes observés sont globalement les mêmes dans les deux cas. En effet, on commence par observer un film liquide pour $T^* = 0,1$, puis celui-ci entre peu à peu en ébullition (visible sur le cas où $T^* = 0,74$) et ce phénomène s'amplifie lorsqu'on augmente encore la température. Pour les deux nombres de Weber testés ici, les régimes sont les mêmes (à température de paroi fixée). En effet, à partir d'un nombre de Weber critique, l'évolution de la frontière entre les régimes de film liquide et de splashing évolue très lentement.

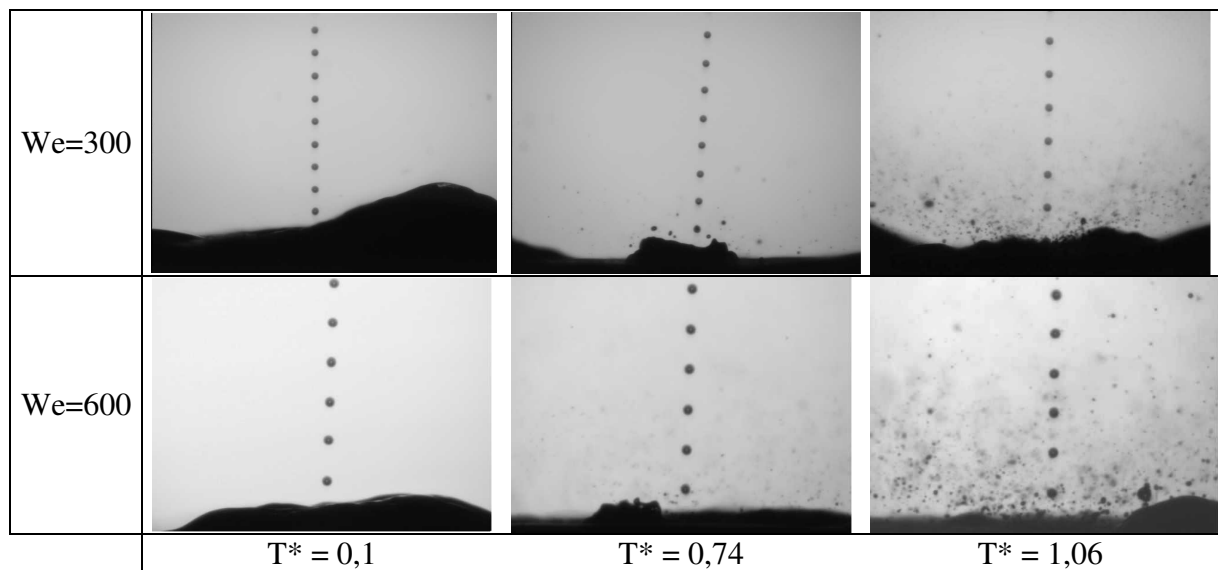


Fig. 6.3 : Impact de gouttes d'isooctane pour différentes valeurs du nombre de Weber incident ($We=300$ pour la première ligne, $We=600$ pour la seconde).

La figure 6.4 suivante montre le résultat de l'impact d'un jet monodisperse d'éthanol (diamètre incident D_0 égal à $120\ \mu\text{m}$) sur une paroi chauffée à $435\ \text{K}$ ($T^* = 0,78$), pour d'autres nombres de Weber incidents que ceux de la figure 6.3. Pour le cas (a) la vitesse incidente V_0 vaut $6,5$ m/s alors qu'en (b) elle est de 11 m/s ; les nombres de Weber valent donc respectivement 180 et 515 .



Fig. 6.4 : Impact de gouttes d'éthanol pour différentes valeurs du nombre de Weber.

On observe dans ce cas que les régimes d'impact ne sont pas du tout les mêmes. Sur l'image de gauche ($We = 180$), le régime de splashing vient juste de commencer et le film liquide est encore légèrement présent, alors que pour le cas $We = 515$, le processus de splashing est déjà très efficace et aucun film résiduel n'est présent à la surface de la paroi.

θ_i (°)	T_p (K)	T^*	We	Vitesse incidente (m/s)	Régime
45	381	0,1	$200 < We < 770$	$5,1 < V_0 < 10,1$	Film liquide
	408	0,42	$220 < We < 770$	$5,4 < V_0 < 10,1$	Film liquide
	435	0,74	$270 < We < 760$	$6 < V_0 < 10$	Film liquide nettement moins épais, apparition du film bouillonnant et des gouttes secondaires
	462	1,06	$230 < We < 770$	$5,5 < V_0 < 10,1$	Bouillonnement et gouttes secondaires
	489	1,38	$160 < We < 760$	$4,6 < V_0 < 10$	Film bouillonnant : le bubble boiling est devenu un amas de gouttes en ébullition
90	381	0,1	$210 < We < 740$	$5,3 < V_0 < 9,9$	Film liquide
	408	0,42	$230 < We < 740$	$5,5 < V_0 < 9,9$	Film liquide
	435	0,74	$230 < We < 760$	$5,5 < V_0 < 10$	Film liquide, présence de gouttes secondaires
	462	1,06	$220 < We < 760$	$5,4 < V_0 < 10$	Présence d'un champignon au niveau de l'impact, gouttes secondaires
	489	1,38	$220 < We < 680$	$5,4 < V_0 < 9,5$	Présence d'une sorte de corolle au niveau de l'impact et nombreuses gouttelettes

Tab. 6.2 : Régimes observés à pression atmosphérique pour des gouttes d'isooctane de $200 \mu m$

Enfin, d'autres valeurs du nombre de Weber ont également été testées, en faisant varier la vitesse normale à la paroi, au moyen de l'angle formé par le jet et la paroi : $\theta_i = 45^\circ$ et $\theta_i = 90^\circ$ (impact normal). Le tableau 6.2 précédent nous donne une étude qualitative des régimes observés pour ces deux cas, avec un jet d'isooctane dont les gouttes incidentes ont un diamètre de $200 \mu\text{m}$.

En ce qui concerne l'angle incident du train de gouttes, il existe quelques différences entre les deux cas proposés ici. En effet, si les mêmes régimes sont observables pour des valeurs de T^* de 0,1 et 0,42 (film liquide), au-delà de ces valeurs limites des changements se produisent. Pour le cas $\theta_i = 45^\circ$ (fig. 6.5) des bulles se forment dans le film liquide à partir de $T^* = 0,74$, ce phénomène s'amplifie avec l'augmentation de la température de paroi et le film bouillonnant apparaît même pour $T^* = 1,38$.

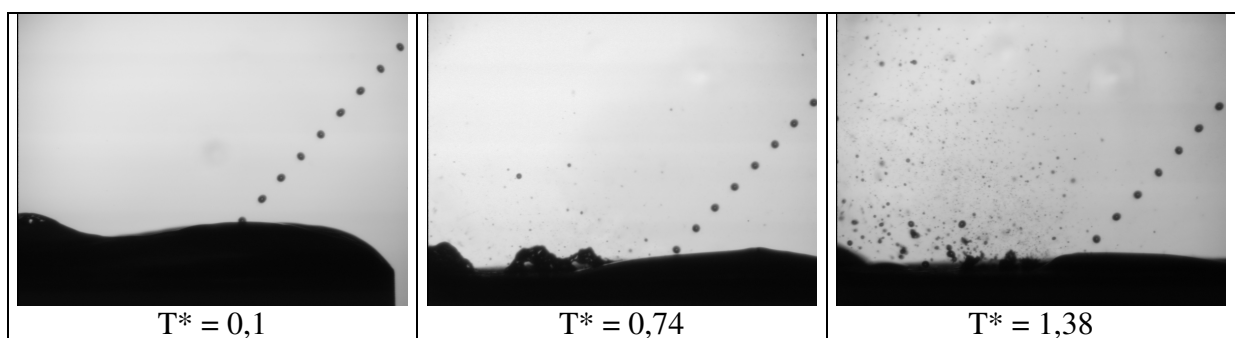


Fig. 6.5 : Gouttes d'isooctane de $200 \mu\text{m}$, $We=200$, pression ambiante, $\theta_i = 45^\circ$

Pour le cas $\theta_i = 90^\circ$ (fig. 6.6), l'évolution n'est pas exactement la même. Le film liquide commence à bouillonner pour $T^* = 0,74$ et une accumulation de liquide est observable au niveau de l'impact du jet incident (régime de champignon). Pour une température de paroi adimensionnée égale à 1,38, une partie du liquide constituant le champignon s'est évaporée mais il subsiste quand même une légère accumulation de liquide au niveau de ce point d'impact, contrairement au cas $\theta_i = 45^\circ$. Cette différence peut s'expliquer par le fait que pour un impact normal à la paroi, les gouttes qui rebondissent ont tendance à repartir verticalement (parallèlement au jet incident). Au contraire, dans le cas $\theta_i = 45^\circ$, les gouttes repartent dans la direction opposée au jet incident. Par conséquent, le liquide ne s'accumule plus en un seul endroit mais est réparti sur une plus grande surface de la paroi, ce qui favorise l'ébullition pour des températures de paroi plus faibles.

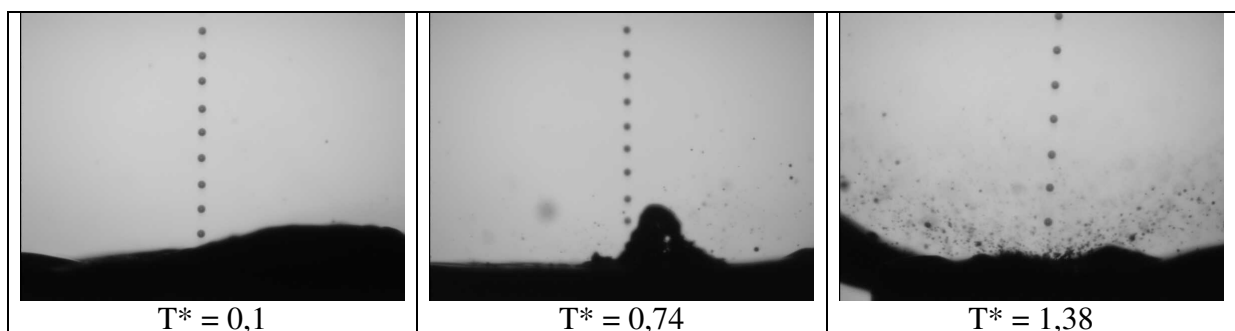


Fig. 6.6 : Gouttes d'isooctane de $200 \mu\text{m}$, $We=200$, pression ambiante, impact normal

Pour les nombres de Weber considérés dans cette partie (entre 100 et 800), la transition entre les régimes de film liquide et de splashing se produit pour des températures de paroi du même ordre de grandeur (autour de $T^*=0,5$), quelle que soit la valeur du nombre de Weber. En effet, au-delà d'une valeur critique du nombre de Weber (située vers $We=100$), l'éclatement des gouttes incidentes dans le régime de splashing est majoritairement dû à la force cinétique des gouttes et l'effet de la température de paroi sur ce phénomène est très limité. Au contraire, pour des faibles valeurs du nombre de Weber, l'énergie cinétique de la goutte étant peu importante, l'effet de la température de paroi (et de l'éclatement des bulles d'air créées à l'interface paroi/liquide venant se briser à la surface du liquide) contribue largement au phénomène de splashing.

6.2.3. Effet de la température sur les régimes pour de fortes valeurs du nombre de Weber

Différentes températures ont été imposées à la paroi pour cette étude, la gamme allant de 381 à 489 K, soit une température de paroi adimensionnée T^* variant entre 0,1 et 1,38 (fig. 6.7). Ces températures n'ont pas été choisies au hasard, elles nous permettent de balayer les différents régimes observables pour la gamme de Weber dans laquelle nous nous trouvons (entre 200 et 400). L'étude présentée ici a été réalisée avec des gouttes incidentes d'isooctane de diamètre 120 μm , pour un impact normal à la paroi.

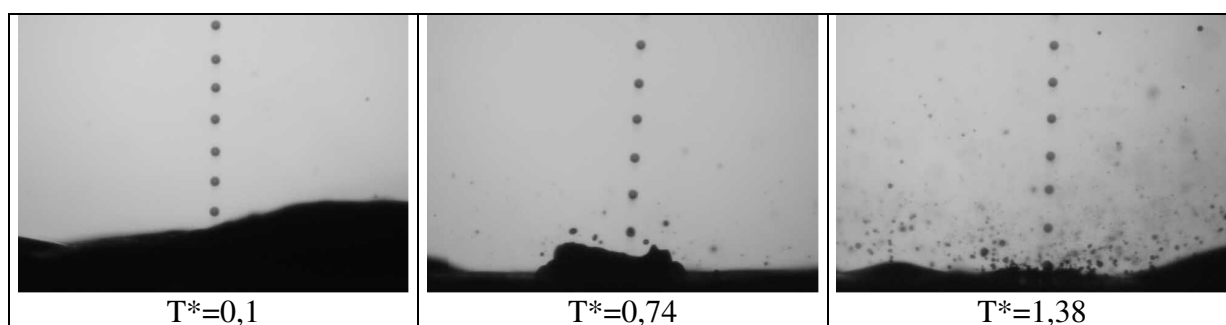


Fig. 6.7 : Influence de la température de paroi sur les différents régimes d'interaction (isooctane, $We = 250$)

En comparaison avec les expériences décrites dans le paragraphe 6.1, on remarque que seuls deux régimes d'impact sont rencontrés pour le cas où $We=250$: le film liquide (apparenté à une succession de dépôt de gouttes) et le splashing (dont les gouttes secondaires feront par la suite l'objet de mesures granulométriques). Le film liquide se produit lorsque les températures de paroi sont relativement faibles (cas $T^* = 0,1$), ensuite autour de $T^* = 0,74$ a lieu la transition entre le film liquide et le splashing : quelques gouttes secondaires commencent à se détacher du film. Enfin lorsque la température est accrue de façon significative, le film présent en paroi diminue au profit d'une évaporation et de la création de gouttelettes issues de la désintégration de ce film (par exemple pour une température de paroi adimensionnée de l'ordre de 1,38). Il est à noter que le rebond n'apparaît pas pour cette gamme de nombres de

Weber, ce qui est tout à fait logique car ce régime a lieu pour des faibles vitesses de gouttes donc pour de faibles Weber.

Un phénomène qui n'apparaît pas sur les images de la figure 6.7 est lié au phénomène de Leidenfrost. En effet au-delà d'une température critique oscillant autour de T_{leid} (de l'ordre de 460 à 470 K pour l'éthanol suivant le Weber incident, soit $T^* = 1$ à 1,1), la couche de vapeur présente entre le jet incident et la paroi amortit le choc. Les gouttes secondaires créées à la suite de celui-ci ont un diamètre plus important que celles générées pour des températures inférieures (cf. photos et histogrammes fig. 6.8). Ce phénomène s'accroît de plus en plus au fur et à mesure que la température de paroi augmente.

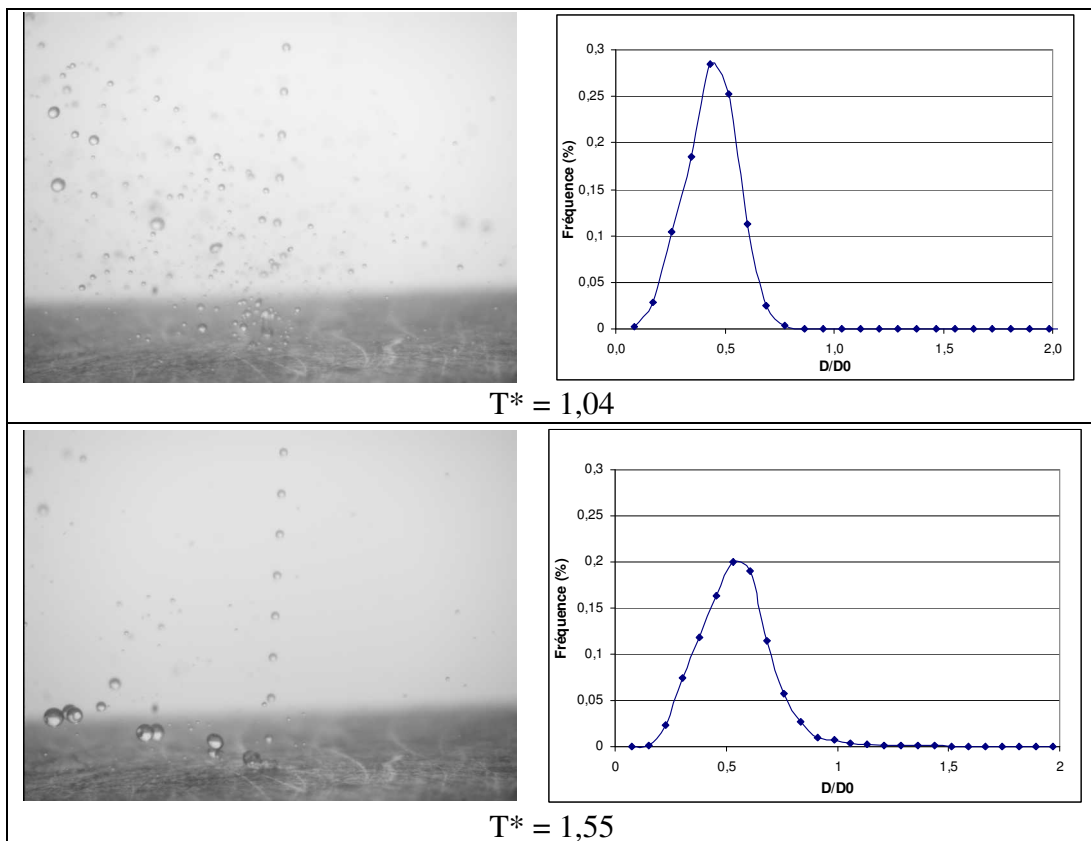


Fig. 6.8 : Impact de gouttes d'éthanol pour différentes températures de paroi, $We = 180$. En dessous de T_{leid} les gouttes provenant du splashing sont de petite taille puis leur diamètre augmente de plus en plus lorsque l'on dépasse cette valeur critique, jusqu'à atteindre une limite.

Au regard des résultats présentés ici, la température de paroi joue un rôle prépondérant sur les régimes d'impact. Pour les faibles températures, le film liquide est le régime le plus souvent rencontré et une augmentation de cette température favorise le régime de splashing ainsi que la création de gouttes secondaires. Par ailleurs, la température affecte également le diamètre des gouttelettes secondaires, issues du splashing. Ceci est étudié de façon plus approfondie dans le chapitre 7.

6.2.4. Débit liquide

Afin de quantifier l'influence du débit liquide arrivant sur la paroi, des essais ont été conduits avec d'une part un jet simple, et d'autre part un jet triple. Pour cela, un diaphragme percé de trois orifices de 50 μm disposés en triangle équilatéral est utilisé, l'espacement entre chaque trou étant égal à quatre fois le diamètre de chacun des orifices. Les conditions incidentes de l'impact sont les mêmes dans les deux cas (diamètre et vitesse des gouttes identiques, éthanol), seul le nombre de jets (et donc la quantité de liquide) diffère. Plusieurs valeurs du nombre de Weber et de la température de paroi ont été testées, les conditions initiales sont résumées dans le tableau 6.3 et les résultats de l'impact sont donnés sur la figure 6.9.

	We	D_o (μm)	f_{inj} (Hz)	Débit liquide (g/s)
Jet simple	130	105	21632	$10,2 \cdot 10^{-3}$
	320	132	17225	$16,2 \cdot 10^{-3}$
Jet multiple	130	119	10239	$21,1 \cdot 10^{-3}$
	320	137	9451	$29,8 \cdot 10^{-3}$

Tab. 6.3 : Conditions initiales des différents essais

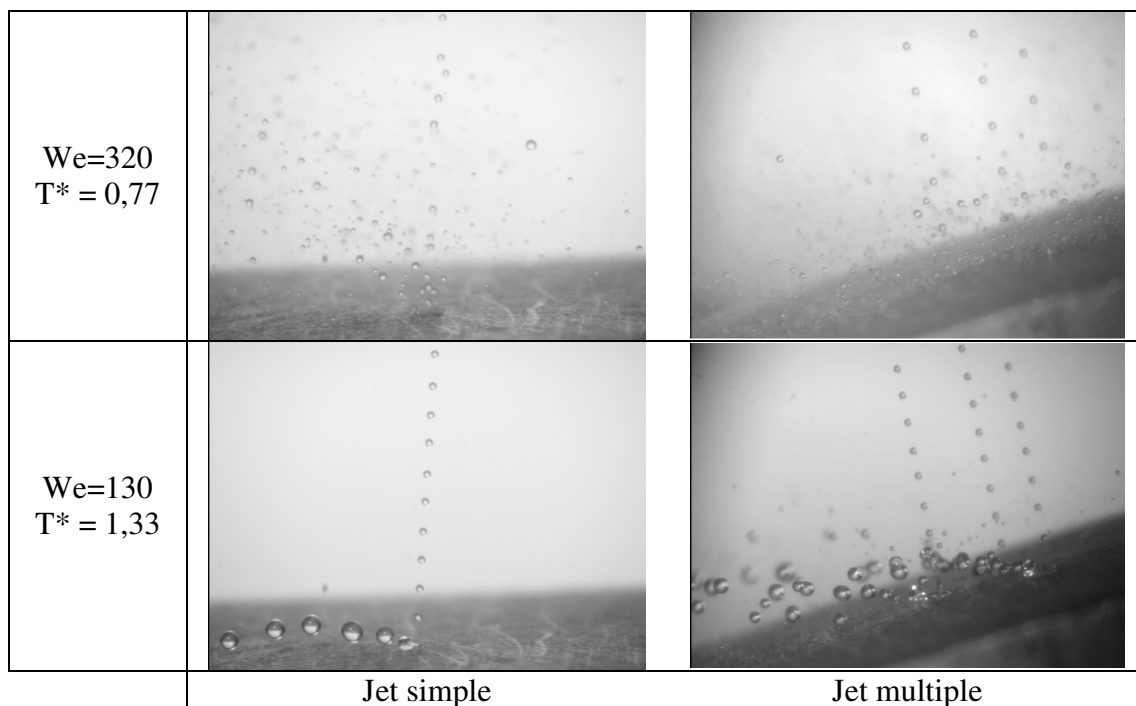


Fig. 6.9 : Influence de la quantité de liquide arrivant sur la paroi sur le résultat des régimes d'interaction (éthanol)

Le résultat de l'impact d'un jet simple est sensiblement le même que celui d'un jet triple, pour les mêmes valeurs du nombre de Weber et de la température de paroi. En effet avec la configuration utilisée ici, les gouttes issues du splashing ont des tailles identiques, seul leur nombre diffère (les gouttes sont plus nombreuses avec trois jets qu'avec un seul). Une légère

différence entre les deux cas est l'interaction entre gouttes au niveau de la paroi, pour le cas d'un jet triple. Du fait d'un nombre de gouttes important, il arrive que certaines d'entre elles entrent en collision. L'interaction entre les gouttes serait certainement plus grande si les trois jets étaient plus rapprochés et le régime de film liquide serait sûrement plus persistant (besoin d'une température de paroi plus élevée pour atteindre le splashing). Des essais avec une gamme importante de valeurs du débit liquide arrivant en paroi permettraient d'étudier l'influence de ce paramètre sur les régimes d'impact.

6.3. Extension de la classification de C. Amiel pour de fortes valeurs du nombre de Weber

Une fois le comportement des régimes d'interaction gouttes/paroi étudié pour le cas des fortes valeurs du nombre de Weber incident, la suite du travail entrepris au cours de cette recherche a alors consisté à rassembler l'ensemble des données expérimentales recueillies lors de ces essais afin de compléter la base de données initiée par C. Amiel. La classification ainsi obtenue est donnée par la figure 6.10 ci-dessous, elle traduit le résultat de l'impact d'un jet de gouttes monodisperses d'éthanol sur une paroi chauffée entre 300 et 620 K ($-0,5 < T^* < 2,5$), pour des nombres de Weber compris entre 0 et 800, à pression atmosphérique, dans un diagramme T^* en fonction de We .

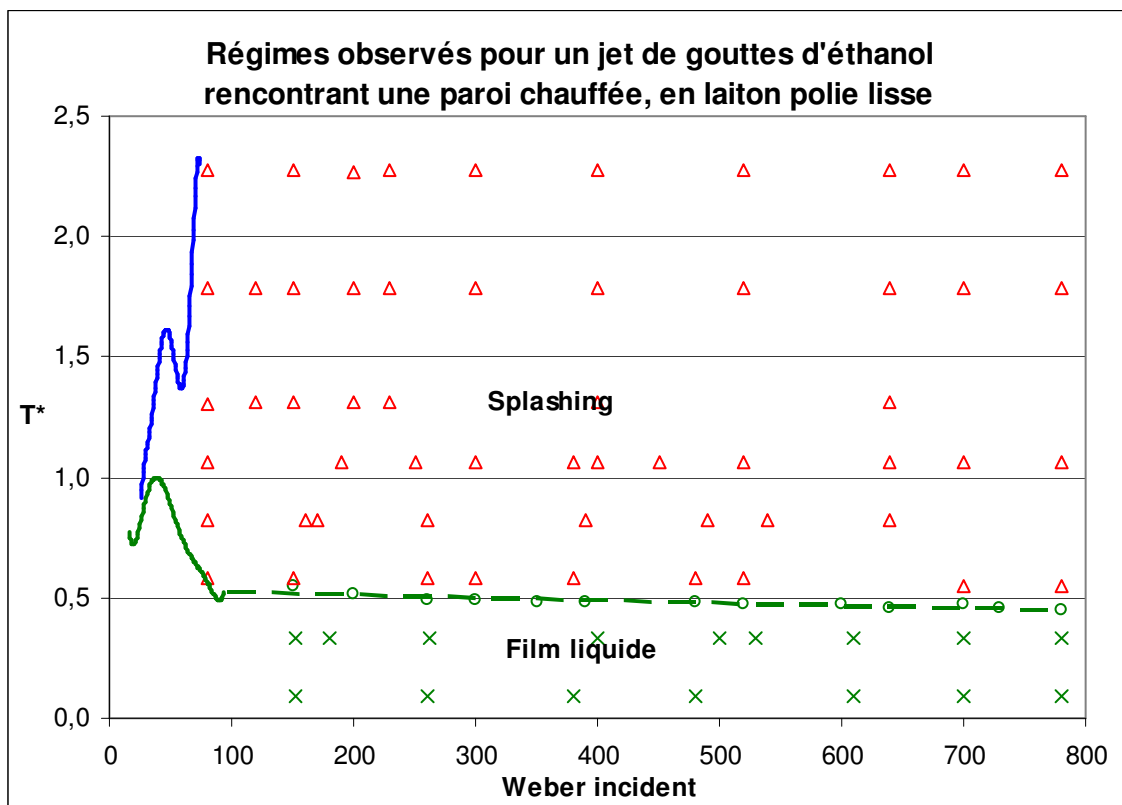


Fig. 6.10 : Classification complète des régimes à pression atmosphérique pour un jet de gouttes d'éthanol rencontrant une paroi polie lisse en laiton

Les deux courbes pleines traduisent les frontières entre le film liquide et le splashing (en vert), entre le splashing et le rebond (en bleu), selon les résultats expérimentaux de C. Amiel (fig. 6.2). Les points expérimentaux représentés par des croix et des triangles correspondent à nos mesures, effectuées dans le but de compléter la classification de départ. En ce qui concerne les nouveaux points expérimentaux, les croix vertes représentent le film liquide et les triangles rouges le splashing, la limite entre ces deux régimes étant donnée par les cercles verts reliés par la droite verte hachurée.

Au regard de ce graphe, deux remarques s'imposent. Premièrement, le régime de rebond disparaît pour des nombres de Weber élevés. Ceci est tout à fait logique car le Weber évolue avec le carré de la vitesse incidente et on sait à la suite de l'étude bibliographique que le régime de rebond est favorisé par de faibles vitesses de gouttes (cf. paragraphe 2.3.1). Deuxièmement, la frontière entre le film liquide et le splashing tend à se stabiliser pour les grands nombres de Weber autour d'une valeur adimensionnée de la température de paroi de 0,5 (soit environ 405 K), avec une très légère pente descendante. Il apparaît donc qu'au delà d'une certaine valeur du nombre de Weber que l'on peut qualifier de Weber critique (aux alentours de $We=100$) on atteint une limite dans l'évolution de cette frontière film liquide/splashing. L'équation régissant la frontière entre le film liquide et le splashing pour ces grands Weber (compris entre 100 et 800) est :

$$T^* = 0,54 - 1,32 \cdot 10^{-4} We \quad (6.8)$$

Les résultats présentés précédemment ont ensuite été confrontés à des essais réalisés à l'ITS (Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruhe) dans le cadre d'un projet européen intitulé *Droplet Wall Interaction in Direct Injection Engines* [2], et auquel une partie de cette thèse était rattachée. Par exemple, la transition film liquide/splashing est supposée s'opérer pour une température de 413 K ($T^*=0,58$) pour un Weber incident de 100 selon les résultats de l'ITS et suite à nos essais, nous trouvons que cette frontière se situe à une température de 408 K ($T^*=0,53$). Nous pouvons donc en conclure que nos résultats sont cohérents avec ceux de l'ITS, l'écart étant très faible entre les deux valeurs (environ 1%).

Dans le but de comparer nos essais avec ceux de Hörter [51], une partie des résultats présentés sur la figure 6.10 est portée dans un graphe nombre d'Ohnesorge en fonction du nombre de Reynolds. Dans notre étude et contrairement aux expériences réalisées par Hörter (où les gouttes viennent frapper une paroi froide), la paroi est chauffée de 300 à près de 620 K. Seule l'étude détaillée du cas où la température de paroi est égale à 413 K ($T^*=0,8$) est reportée sur la figure 6.11. La limite entre le régime de splashing et le film liquide passe de $K=57,7$ à température ambiante selon Hörter [51] (soit 300 K, $T^*=-0,5$) à $K=55$ pour une température de 413 K ($T^*=0,58$), puis à $K=41$ pour 433 K ($T^*=0,77$). On remarque donc que la valeur de K pour laquelle s'effectue la transition diminue lorsque la température augmente. Ceci s'explique par le fait que lorsque le régime d'ébullition nucléée est atteint (autour de 370-380 K, $T^*\approx 0,2$), les bulles créées à l'interface liquide/paroi se déplacent et viennent éclater à la surface libre du film, générant des gouttelettes secondaires. Pour une paroi froide, ce phénomène n'a bien évidemment pas lieu et il faut attendre que l'impact soit plus énergétique pour observer le splashing, c'est-à-dire des vitesses ou des diamètres incidents plus importants.

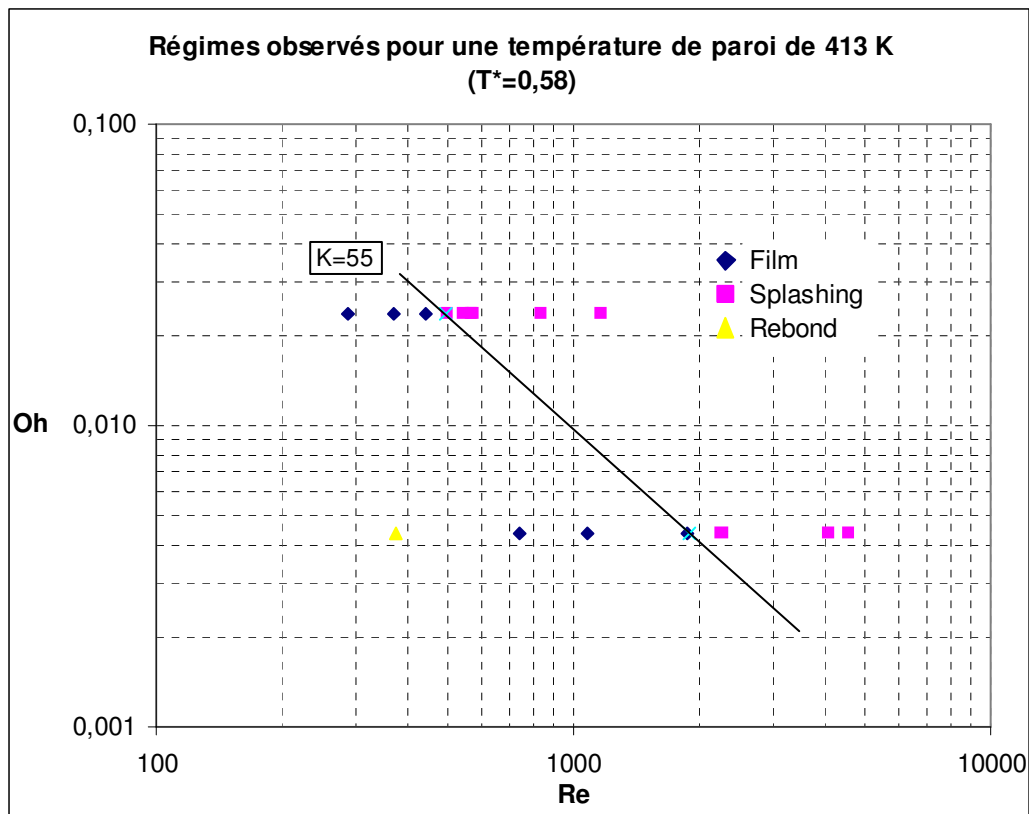


Fig. 6.11 : Représentation dans un diagramme Ohnesorge/Reynolds des régimes observés pour des gouttes d'éthanol venant frapper une paroi chauffée à 413 K ($T^*=0,58$)

6.4. Régimes observés en milieu pressurisé

L'influence des principaux paramètres sur les régimes d'impact de gouttes (angle incident, rugosité, diamètre des gouttes incidentes) est désormais connue et une classification de ces différents régimes a été établie à la pression atmosphérique pour une gamme de nombres de Weber et de températures de paroi conséquente. Ce paragraphe présente l'effet de la pression ambiante sur les phénomènes d'interaction gouttes/paroi. En effet, les pressions rencontrées à l'intérieur des chambres de combustion de moteur essence à injection directe sont comprises entre 1 et 10 bar. Pour retrouver ces conditions, nous disposons d'un banc expérimental équipé d'une enceinte haute pression (cf. chapitre 5). La pression ambiante à l'intérieur de cette chambre est augmentée progressivement, tant que l'injecteur permet d'obtenir un jet monodisperse. Il s'avère que la marge de manœuvre est très limitée car dès 5 bar, il est impossible d'assurer la monodispersité du jet et la génération de gouttes est quelque peu chaotique. Les photos de la figure 6.12 ci-dessous illustrent le meilleur jet obtenu pour une pression de 4 bar (a) et 5 bar (b). De plus, pour le cas (b) il arrive très souvent que la distribution en diamètre des gouttes soit bimodale.

Une autre difficulté rencontrée pour les essais en milieu pressurisé est la faible plage de fréquences d'excitation de l'injecteur par rapport à la pression atmosphérique. Par conséquent la plage des vitesses incidentes est également limitée et le choix des valeurs possibles du nombre de Weber incident est très restreint.

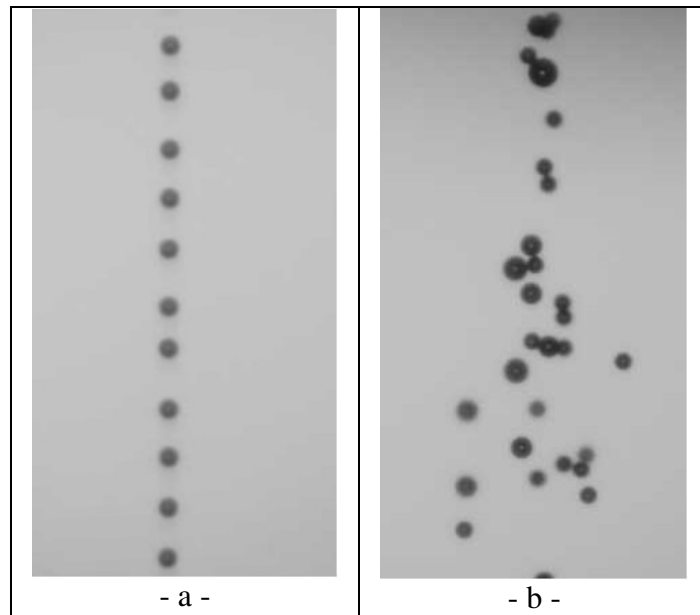


Fig. 6.12 : Meilleur jet obtenu pour une pression environnante de 4 bar (a) et 5 bar (b)

Même en augmentant la tension imposée à la céramique piézo-électrique (ce qui a pour effet de stabiliser le jet) et sur la fréquence d'injection des gouttes, aucun jet stable n'a pu être observé plus de quelques secondes. Or l'acquisition de données pour un Weber et une température de paroi donnés peut prendre plusieurs minutes (notamment dans le cas de mesure de granulométrie pour le régime de splashing), les essais en pression sont donc limités à de faibles valeurs de la pression environnante, comprises entre 1 et 4 bar. Pour compléter les essais pour des pressions plus élevées, un système de génération différent doit être envisagé.

L'influence de la pression sur les régimes d'interaction gouttes/paroi a donc pu être partiellement étudiée. Les essais ont été réalisés avec des gouttes d'isooctane de 120 μm de diamètre, pour des valeurs du nombre de Weber de 200 et pour un impact normal à la paroi. Cinq températures de paroi ont été testées : 381, 408, 435, 462 et 489 K (soit des valeurs de T^* comprises entre 0,1 et 1,38). Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 6.13 et 6.14 suivantes :

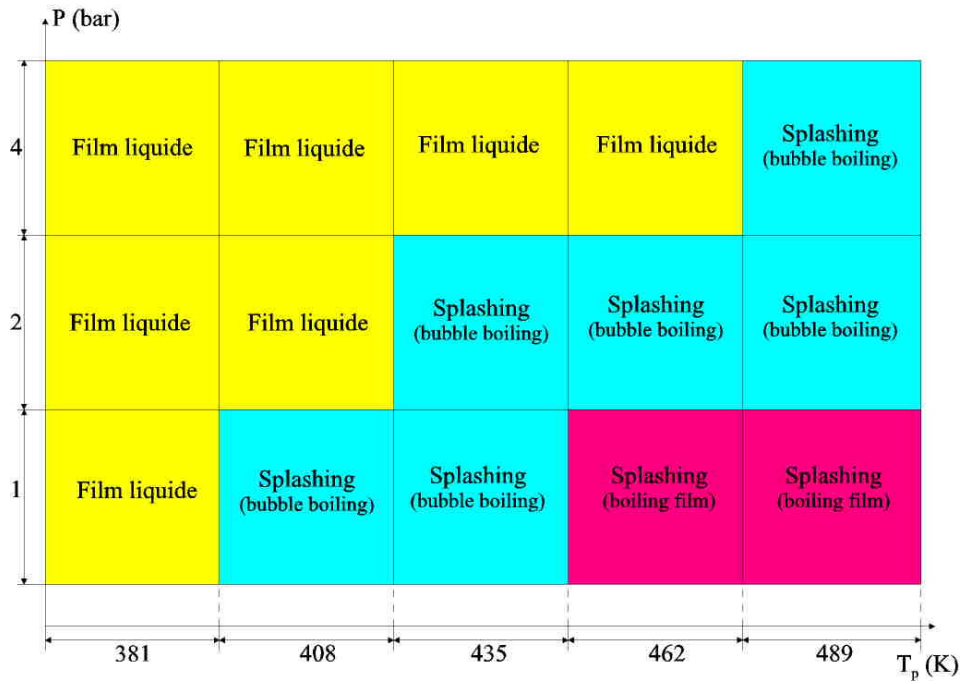


Fig. 6.13 : Évolution de la classification des régimes observés pour des gouttes d'isooctane ($We=200$) en fonction de la pression environnante

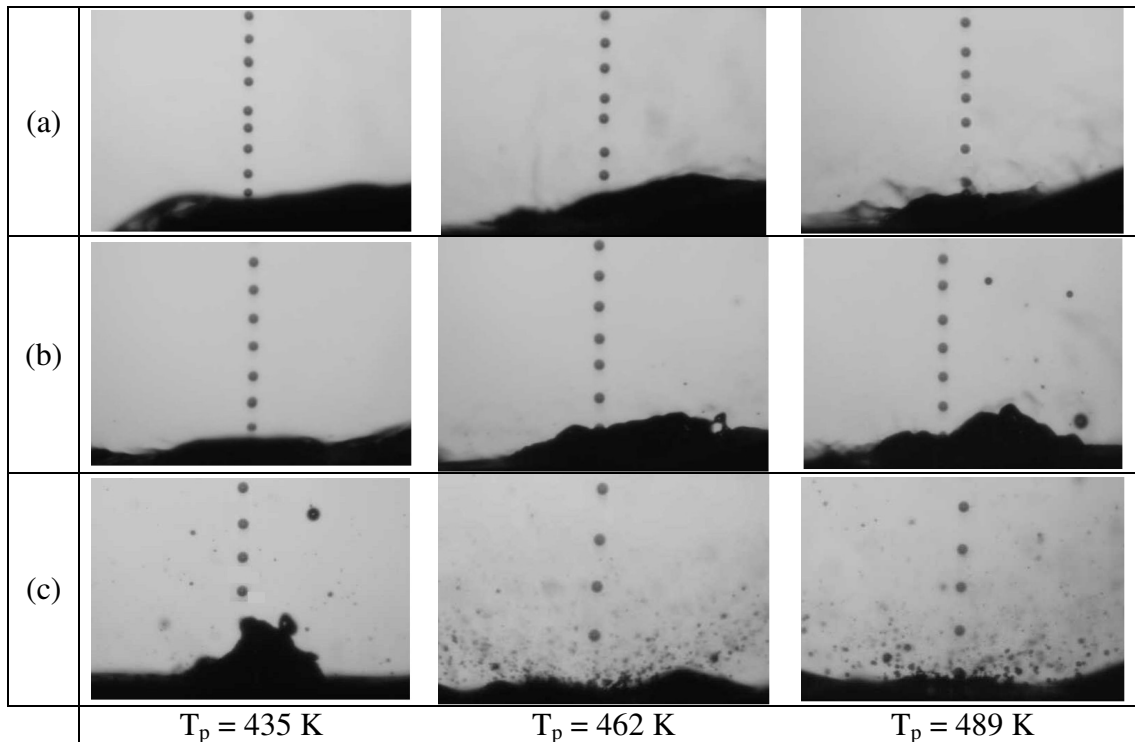


Fig. 6.14 : Illustration des régimes observés pour des gouttes d'isooctane ($We=200$) sous différentes conditions de pression ambiante : 4 bar en (a), 2 bar en (b), pression atmosphérique en (c)

Pour une pression ambiante de 1 bar (pression atmosphérique) le régime de film liquide est présent pour les faibles températures de paroi, le bubble boiling (un sous régime du splashing) commence à partir de 408 K et le film bouillonnant (autre forme de splashing) à partir de 462 K. Ensuite, pour une pression de 2 bar, seuls deux de ces régimes sont rencontrés : film liquide (jusqu'à $T_p = 408$ K) et bubble boiling (au-delà). Pour le cas 4 bar, la transition entre le film liquide et le bubble boiling se fait pour une température encore plus élevée (489 K). Pour une température de paroi donnée, l'augmentation de la pression ambiante a donc tendance à favoriser le régime de film liquide. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une augmentation de pression entraîne une densité de gaz plus élevée dans la chambre haute pression. De ce fait, les gouttes incidentes sont fortement freinées et une fois sur la paroi, il leur est également plus difficile de s'en extraire.

De plus, la température d'ébullition d'un liquide augmente avec la pression. Ceci a sûrement une incidence sur le fait que le film liquide soit favorisé par une augmentation de la pression ambiante. C'est ce que nous avons tenté de quantifier en confrontant sur un même graphe deux courbes qui donnent d'une part l'évolution de la température d'ébullition du liquide considéré en fonction de la pression et d'autre part l'évolution de la frontière entre le film liquide et le splashing en fonction de cette même pression (figure 6.15, avec de l'isooctane). L'évolution de la température d'un liquide nous est donnée par la formule de Frost, Kalkwarf & Thodos [89], définie selon l'équation (6.9) suivante :

$$\ln(P_{vp}) = A + \frac{B}{T} + C \cdot \ln(T) + \frac{D \cdot P_{vp}}{T^2} \quad (6.9)$$

où A, B, C et D sont des constantes dépendantes du liquide utilisé (en unités S.I.). Pour l'isooctane, les valeurs de ces coefficients sont les suivantes :

$$\begin{aligned} A &= 58,265 \\ B &= -6039,34 \\ C &= -5,988 \\ D &= 6,48 \end{aligned}$$

La courbe traduisant l'évolution de la frontière entre le film liquide et le splashing en fonction de la pression a été obtenue expérimentalement. La difficulté réside dans le fait qu'il est extrêmement difficile d'obtenir deux jets incidents, l'un à pression atmosphérique, l'autre pour une pression supérieure, dont les Weber incidents sont identiques. Ceci a cependant été réalisé et les résultats obtenus sont donnés sur la figure 6.15.

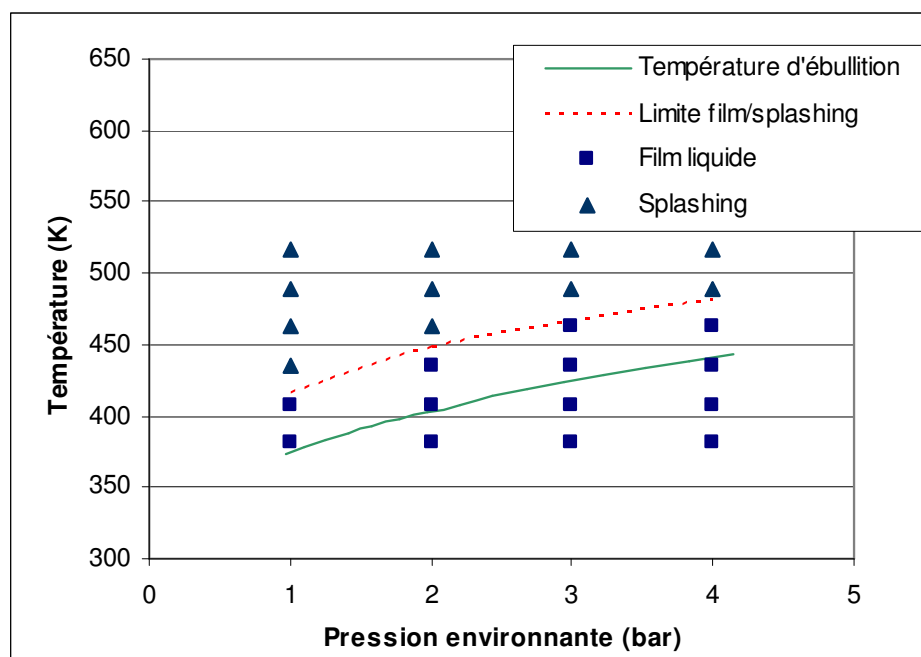


Fig. 6.15 : Confrontation de la limite film liquide/splashing avec l'évolution de la température d'ébullition de l'isooctane en fonction de la pression ($We=200$)

Les essais ont été réalisés avec des gouttes d'isooctane (Weber incident de 200). La courbe verte correspond à la température d'ébullition de l'isooctane, estimée à partir de l'équation (6.9), les points expérimentaux sont marqués par les triangles (splashing) et carrés bleus (film liquide), la courbe rouge hachurée représente la limite entre ces deux régimes, déterminée expérimentalement à partir de l'observation. Tout d'abord, ce graphe traduit bien le fait que le régime de film liquide est favorisé par une augmentation de la pression ambiante. Puis concernant l'évolution des deux courbes, la limite film liquide/splashing suit la même tendance que la température d'ébullition de l'isooctane, l'écart de température entre les deux courbes variant de 40 à 50 degrés suivant la pression considérée. Ceci montre bien que la température d'ébullition d'un liquide a une influence majeure sur les régimes d'interaction et que la prise en compte de ce paramètre dans le choix de l'adimensionnement de la température de paroi est justifié.

Les points expérimentaux de la figure 6.15 ont ensuite été reportés sur un digramme température adimensionnée T^* en fonction de la pression ambiante (fig. 6.17). Dans l'écriture de T^* , les valeurs de T_{eb} et T_{leid} doivent être calculées à la pression considérée. L'évolution de la température d'ébullition T_{eb} en fonction de la pression est donnée par la formule (6.9), celle de la température de Leidenfrost par le graphe 6.16 suivant [2] :

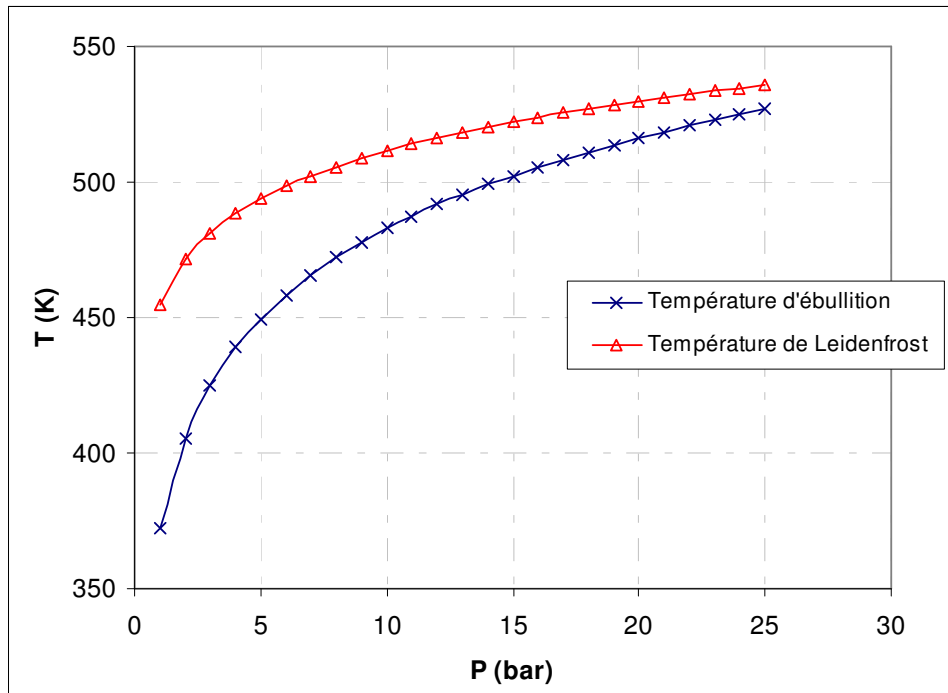


Fig. 6.16 : Evolution de la température de Leidenfrost de l'isooctane en fonction de la pression [2]

Ces valeurs de T_{leid} ont été intégrées dans le calcul de T^* et les résultats des essais présentés sur le graphe 6.15 ont été retracés en fonction de T^* et de la pression ambiante (fig. 6.17).

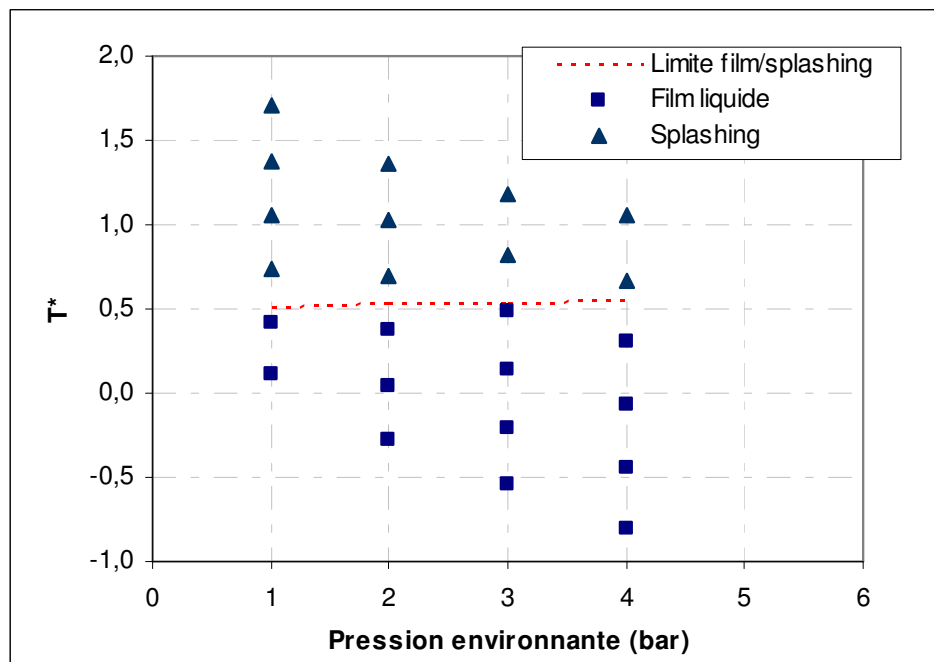


Fig. 6.17 : Frontière entre les régimes de film liquide et de splashing (jet monodisperse d'isooctane, $We=200$) pour différentes valeurs de la pression ambiante

D'après la figure 6.17, la frontière entre le film liquide et le splashing se produit pour la même température adimensionnée T^* quelle que soit la pression ambiante (proche de $T^*=0,5$). Le diagramme des régimes d'impact (fig. 6.10) peut donc être utilisé indifféremment à pression atmosphérique ou en milieu pressurisé (dans la limite des essais réalisés, soit jusqu'à 4 bar). Il serait intéressant de vérifier si cette observation est toujours valable pour des pressions supérieures à 4 bar.

Pour les cas où la pression ambiante est supérieure à la pression atmosphérique, nous n'avons pas pris en compte, pour le calcul du nombre de Weber, le fait que les propriétés du liquide varient en fonction de la pression ambiante. Nous avons en effet considéré la densité, la tension superficielle et la viscosité de l'isooctane comme étant des constantes. Pour les pressions étudiées (inférieures à 10 bar), les variations sur ces valeurs sont effectivement très faibles (de l'ordre de 1 % pour la densité, 5 % pour la viscosité [82]). Concernant l'influence de la pression ambiante sur la tension superficielle, une étude sur le sujet a été réalisée par Dechoz [31]. Il apparaît également que les valeurs de σ varient assez peu pour les pressions de chambre rencontrées, qui sont relativement faibles dans notre étude. Par conséquent l'erreur sur le Weber calculé est négligeable.

6.5. Classification des régimes

L'ensemble des résultats obtenus au cours de l'étude des paramètres influents ainsi que dans le cadre de la classification des régimes (présentée figure 6.10) a été comparé à d'autres résultats expérimentaux provenant de la littérature. Deux équipes allemandes, de l'Université WÜK de Aachen [2] et Samenfink *et al.* de l'université ITS de Karlsruhe [92] ont également étudié le résultat de l'impact d'un train de gouttes monodisperses sur une paroi chaude. Tous ces résultats ont été mis en commun et placés sur la figure 6.18 ci-après, dans un graphe T^* en fonction du nombre de Walzel K' défini dans le chapitre 2 (Eq. 6.10). Le choix du nombre sans dimension K' se justifie par le fait qu'il regroupe les caractéristiques du liquide lui-même (viscosité, tension de surface, densité), ainsi que la dynamique de l'impact (diamètre et vitesse des gouttes incidentes).

$$\boxed{K' = We.Oh^{-0.4}} \quad (6.10)$$

Les résultats de WÜK sont repérés par des cercles, ceux de l'ITS par des triangles et les nôtres par des croix. Le graphe peut être divisé en trois parties distinctes : le film liquide en bleu, le rebond en noir et le splashing en rouge. Les points expérimentaux correspondant à chacun des régimes délimitent trois zones colorées bien distinctes, une par régime, et les différentes données expérimentales recueillies sont en bon accord les unes avec les autres, à l'exception d'un ou deux points. Par conséquent, ce graphe nous permet de valider nos résultats expérimentaux. De plus, les valeurs du nombre de Walzel K' rencontrées dans les moteurs essence à injection directe sont comprises entre 15 et 17500 (soit $1,17 < \log K' < 4,24$) ; tous les résultats présentés sur le graphe se situent dans cette gamme.

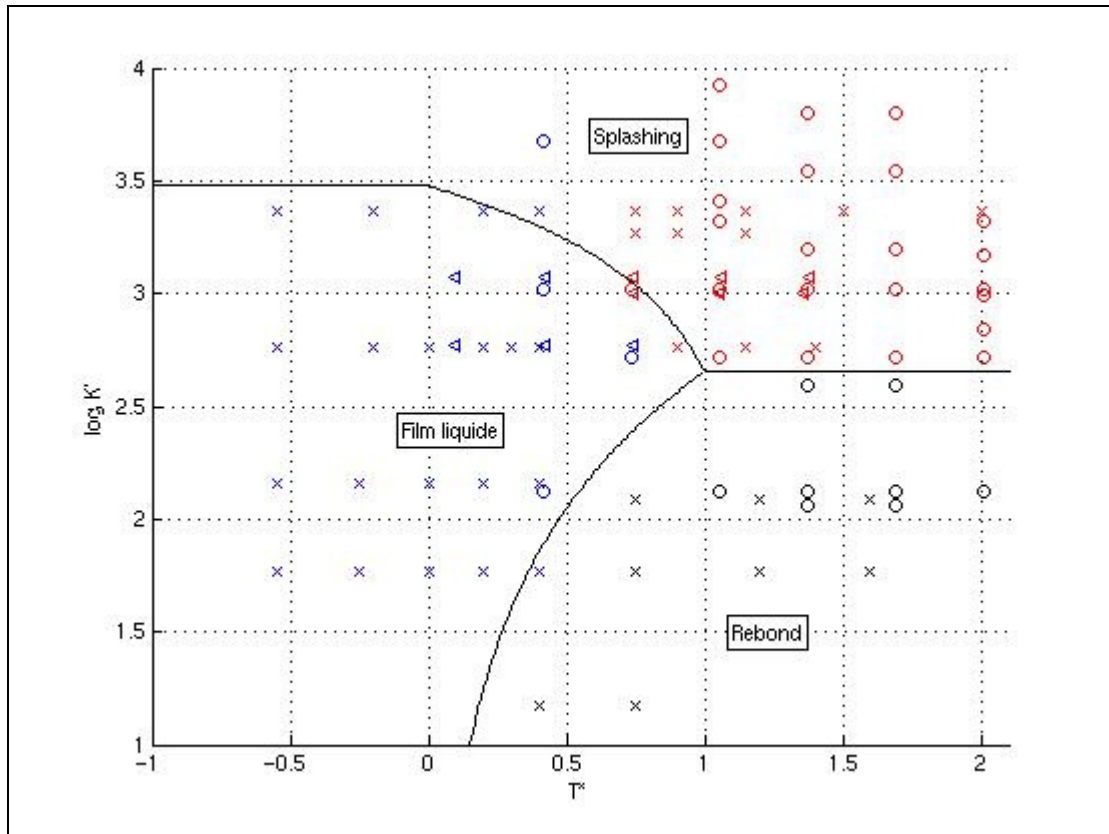


Fig. 6.18 : Diagramme des régimes d'interaction gouttes/paroi entre un train de gouttes monodisperses et une paroi chaude, d'après les résultats expérimentaux de WÜK [2], l'ITS [92] et Dewitte

Ce qui suit donne les équations des frontières entre les différents régimes et explique la construction de ces frontières.

- Frontière traduisant l'apparition du splashing :

Le splashing se produit lorsque $\mathbf{K}' > \mathbf{K}_s$, où \mathbf{K}_s est une valeur limite minimale qui dépend de la température de paroi T^* .

Pour $T^* < 0$, cette limite doit tendre vers la valeur limite K_0 , correspondant à la frontière entre les régimes de dépôt et de splashing dans le cas de l'interaction d'une goutte avec une paroi froide.

Ensuite pour $0 < T^* < T_{lim}^*$ (dont la valeur est proche de 1), elle décroît jusqu'à une valeur minimale K_l . Ceci traduit le fait que lorsque la température de paroi est comprise entre la température d'ébullition et la température de Leidenfrost du liquide, la création de gouttes secondaires est favorisée par l'apparition d'un grand nombre de bulles de vapeur lors du contact de la goutte avec la paroi, par conséquent l'apparition du splashing se fait pour des valeurs de K' plus faibles.

Enfin lorsque $T^* > T_{lim}^*$, la formation d'une couche mince de vapeur agissant comme un amortisseur au choc limite la baisse du seuil d'apparition du splashing, qui tend alors vers la valeur limite K_l définie précédemment.

Il est important de noter que, par construction, la courbe délimitant le splashing des autres régimes est continue en tout point. Le choix de cette expression plutôt qu'une autre est

bien entendu arbitraire mais un bon ajustement des constantes T_{lim}^* , K_0 et K_1 permet de rendre compte avec une très bonne précision des résultats expérimentaux.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } T^* < 0 \quad \boxed{K_s = K_0} \quad (6.11) \\ \text{Pour } 0 < T^* < T_{lim}^* \quad \boxed{K_s = K_0 + (K_1 - K_0) \cdot \frac{T^*}{T_{lim}^*}} \quad (6.12) \\ \text{Pour } T^* > T_{lim}^* \quad \boxed{K_s = K_1} \quad (6.13) \end{array} \right.$$

- Frontière délimitant l'apparition du rebond :

Le rebond se produit lorsque $\mathbf{K}' < \mathbf{K}_r$, où \mathbf{K}_r est fonction de la température de paroi.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } 0 < T^* < T_{lim}^* \quad \boxed{K_r = \max \left(K_2 ; K_1 \cdot \left(\frac{T^*}{T_{lim}^*} \right)^2 \right)} \quad (6.14) \\ \text{Pour } T^* > T_{lim}^* \quad \boxed{K_r = K_1} \quad (6.15) \end{array} \right.$$

Les valeurs des différentes constantes sont les suivantes :

$$\begin{array}{rcl} K_0 & = & 3000 \\ K_1 & = & 450 \\ K_2 & = & 10 \\ T_{lim}^* & = & 1 \end{array}$$

La gamme de validité de cette classification se situe pour une température adimensionnée T^* comprise entre -0,6 et 2, et un nombre K' se trouvant dans la gamme $1 < \log(K') < 4$.

La position des frontières entre les régimes reste quelque peu subjective et la zone de transition est parfois délicate à définir. En effet, d'un auteur à un autre le début du régime de splashing est déterminé soit par l'apparition de la première goutte secondaire, soit par le fait qu'aucun résidu liquide ne reste en paroi. Notre choix se porte sur la première définition (le splashing commence dès l'apparition de la première goutte secondaire). Les résultats présentés sur le graphe 6.18 proviennent de trois sources différentes et ils semblent être en bon accord les uns avec les autres ; notre choix s'avère donc judicieux.

6.6. Conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans cette partie ont tout d'abord été réalisés à pression atmosphérique et ont permis d'étendre la classification établie par C. Amiel à de plus grandes valeurs du nombre de Weber (jusqu'à $We = 800$). Au-delà d'une valeur critique de ce nombre de Weber (située autour de 100), il a été montré que la frontière entre les régimes de dépôt et de splashing n'est que très peu dépendante de la température de paroi.

Ensuite, l'effet de la pression environnante sur l'évolution des frontières entre les régimes a également été étudié. Une augmentation de la pression environnante favorise l'apparition du film liquide, au détriment du régime de splashing. En effet, une augmentation de la pression entraîne une densité accrue du gaz ; les gouttes incidentes sont par conséquent freinées et il leur est plus difficile de s'extraire de la paroi. Cependant, lorsque les résultats sont portés dans un diagramme prenant en compte la température adimensionnée de la paroi T^* , la limite entre les régimes de film liquide et de splashing se situe à la même valeur de T^* (autour de 0,5).

A la suite de ces observations, une classification des différents régimes d'impact à pression atmosphérique a été établie en fonction de la température de paroi adimensionnée et du nombre K' . Ce travail complète celui effectué par C. Amiel pour une gamme de nombre de Weber plus étendue ($0 < We < 650$), correspondant à des nombres de Walzel compris entre 10 et 10000 ($-1 < \log K' < 4$). Le rebond est observé pour de faibles valeurs de K' et des températures de paroi élevées, le film liquide se produit pour de faibles nombres K' tandis que le splashing a lieu pour des nombres de Mundo importants et des températures supérieures à la température d'ébullition du liquide considéré. Ces tendances ont été confirmées par des essais menés par deux équipes allemandes et des corrélations délimitant les frontières entre ces trois régimes principaux ont ensuite été établies à partir de l'ensemble de ces essais, afin de compléter la modélisation.

Cette classification entre les régimes étant établie, la suite du travail expérimental a consisté à étudier en détail le régime de splashing. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 7

Étude du splashing

Parmi les trois régimes principaux d'interaction gouttes/paroi, le splashing est l'un des plus complexes et sa modélisation n'est, à l'heure actuelle, pas encore complète. La principale omission dans la formulation des modèles de splashing est la non prise en compte de la température de paroi, dont l'importance a été démontrée dans le chapitre précédent.

Cette partie propose une étude expérimentale du splashing à la pression atmosphérique. L'objectif est de quantifier la masse de liquide qui repart de la paroi et de donner une distribution en taille des gouttes secondaires, en prenant en compte les paramètres du jet incident mais également la température de la paroi. Pour ce faire, de nombreux essais ont été conduits pour différentes valeurs du nombre K' et de la température de paroi adimensionnée T^* . A la suite de ces essais, la distribution des gouttes secondaires a pu être modélisée sous forme d'une loi log-normale dont les deux paramètres sont fonction de K' et T^* .

7.1. Protocole expérimental

Comme pour la caractérisation des régimes, une étude paramétrique a été réalisée ; elle porte sur l'influence du nombre de Walzel et de la température de paroi sans dimension. Le protocole change ensuite selon que l'on utilise la technique d'analyse d'images ou le granulomètre Malvern.

Concernant l'analyse d'images (caméra CCD), il faut pour chaque valeur de K' et chaque température de paroi acquérir un nombre suffisamment élevé de gouttes, afin d'avoir un échantillon représentatif et ainsi pouvoir réaliser un traitement statistique correct des données ; un nombre de 1000 à 1500 gouttes est un minimum. Selon la configuration d'impact, il arrive que seules cinq gouttes soient détectées par image, il faut donc acquérir jusqu'à 300 images pour un post-traitement significatif. Le logiciel analysant les images les unes à la suite des autres, la durée totale de l'acquisition peut prendre deux à trois minutes. Il est donc indispensable de maintenir la température de la paroi constante pendant toute cette durée. Ceci constitue un des points les plus délicats de l'acquisition de données ; la température peut en effet fluctuer très fortement si on ne prend pas le temps de la stabiliser, en particulier pour des températures de parois proches de la température de transition entre les régimes de splashing et de film liquide.

Les différentes gouttes ainsi détectées sont alors comptabilisées dans des classes de diamètres de 10 μm d'amplitude. Ensuite la fréquence de chaque classe de taille est calculée puis deux diamètres moyens représentatifs de la répartition (le diamètre arithmétique D_{10} et le diamètre

moyen de Sauter D_{32}) sont calculés pour comparer les différents essais entre eux. Les diamètres moyens utilisés sont définis comme suit :

$$D_{10} = \frac{\sum_i n_i \cdot d_i}{\sum_i n_i} \quad (7.1)$$

$$D_{32} = \frac{\sum_i n_i \cdot d_i^3}{\sum_i n_i \cdot d_i^2} \quad (7.2)$$

où d_i représente le diamètre de la goutte i et n_i le nombre de gouttes ayant un diamètre d_i .

En ce qui concerne le granulomètre, l'utilisateur choisit la fréquence d'échantillonnage ainsi que la durée totale de l'acquisition. Le logiciel fonctionne de telle sorte qu'il acquiert toutes les données, puis il les traite ensuite. De ce fait, la durée de l'acquisition est bien plus courte que pour l'analyse d'images, mais il faut quand même maintenir la température de paroi constante lors de cette acquisition (10 à 30 secondes sont nécessaires suivant les conditions d'impact). Le logiciel associé au granulomètre calcule lui-même les diamètres moyens définis ci-dessus. La précaution majeure à prendre avant toute acquisition est de s'assurer que le faisceau laser soit bien positionné par rapport à la paroi : il doit être parallèle à la surface de celle-ci et très rasant. De plus le ou les jets incidents doivent être positionnés en bordure du rayon laser, de manière à ce que les gouttes incidentes ne soient pas détectées et que les gouttes secondaires issues du splashing se retrouvent au centre du volume de mesure.

Le logiciel associé au granulomètre Malvern fournit le pourcentage en volume de chaque classe de diamètre des gouttes détectées, ces classes de diamètre n'ayant pas la même amplitude. Pour chaque cas, les données recueillies ont alors été recalculées afin d'obtenir des distributions en nombre et dont l'abscisse correspond à des classes de même amplitude (10 μm). Dans ce qui suit, l'abscisse des graphes est adimensionnée par le diamètre des gouttes incidentes.

7.2. Résultats pour un jet monodisperse

7.2.1. Granulométrie des gouttes secondaires (essais avec l'éthanol à pression atmosphérique)

Avant de commencer les mesures, une caractérisation du jet incident est tout d'abord effectuée avec la caméra CCD puis avec le Malvern (sans présence de la paroi), pour voir si les deux méthodes fournissent des résultats similaires. La figure 7.1 représente la distribution en nombre des gouttes détectées par le granulomètre Malvern pour un jet monodisperse dont toutes les gouttes ont un diamètre de 130 μm ($\pm 1\mu\text{m}$). La distribution en tailles calculée par le granulomètre Malvern devrait donc ressembler à un pic unique localisé au niveau de la

classe de diamètre 130 μm . Or cette distribution (figure 7.1) donne bien un pic localisé à $D_0=130 \mu\text{m}$ mais les diamètres des gouttes s'étalent de part et d'autre de cette valeur moyenne, de 100 à 190 μm . Une des raisons possibles à ce phénomène provient probablement du fait que la quantité de lumière déviée par le jet monodisperse est très faible et que les gouttes traversant le volume de mesure ne forment pas un brouillard dense, condition pour laquelle l'utilisation du Malvern est la plus efficace. Cette mesure a été faite aux limites d'utilisation du granulomètre et les résultats obtenus sont quelque peu erronés. Les résultats fournis par le granulomètre ont en effet tendance à être répartis tout autour de la valeur réelle des particules ; la valeur moyenne ainsi déterminée par cette technique de mesure est fiable alors que l'écart type de la distribution est à prendre avec plus de précaution.

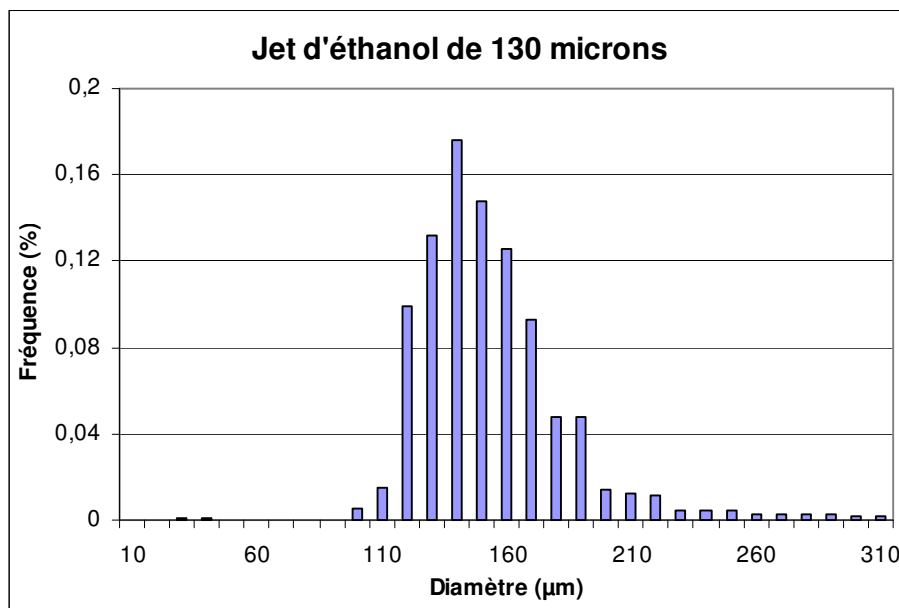


Fig. 7.1 : Mesure donnée par le Malvern pour un jet monodisperse d'éthanol de 130 μm

L'étude paramétrique entreprise pour l'établissement des corrélations relatives à la distribution des gouttes secondaires constitue une base de données conséquente. Les conditions des essais avec l'éthanol sont résumées dans le tableau 7.1 ci-dessous :

	D_0 (μm)	V_0 (m/s)	T_p (K)	Oh	We	K'	$\log K'$	T^*
Min	105	6,17	435	0,02	140	630	2,8	0,78
Max	132	13	544	0,024	800	3700	3,6	1,81

Tab. 7.1 : Conditions des essais avec l'éthanol

Seuls quelques résultats sont présentés ici, ils correspondent aux cas $K' = 630$ et 2950 ($\log K'$ respectivement égal à 2,8 et 3,47). La distribution des gouttes secondaires est mesurée par le granulomètre Malvern. La figure 7.2 présente le cas $K' = 630$ ($\log K' = 2,8$), pour quatre températures de paroi (462, 489, 517 et 544 K, soit des températures sans dimension $T^*=1.04$,

1.29, 1.55 et 1.81). Les gouttes incidentes ont un diamètre de 105 μm et leur vitesse est de 6,17 m/s.

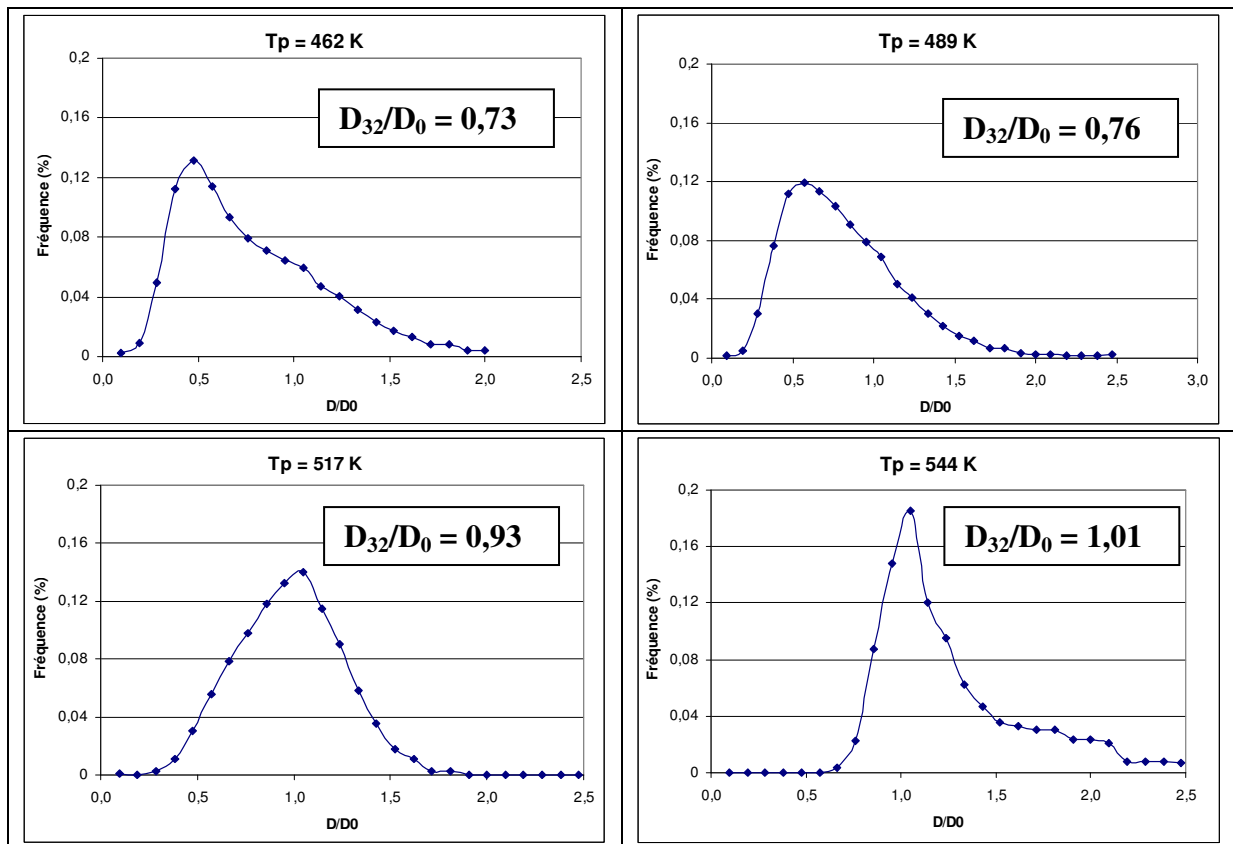


Fig. 7.2 : Distribution des gouttes secondaires pour un jet incident d'éthanol ($\log K' = 2,8$), calculée à l'aide du granulomètre Malvern

Les graphes traduisent en abscisse le diamètre des gouttes provenant de l'éclatement du jet incident adimensionné par le diamètre des gouttes incidentes, et en ordonnée le pourcentage (en volume) de présence de chacune des tailles. Pour cette valeur de K' , la répartition des gouttes évolue très nettement entre les faibles températures de paroi et les températures plus élevées. En effet, la valeur du pic varie d'un diamètre adimensionné de 0,5 pour $T_p = 462$ K ($T^*=1,04$) à 1,1 pour 544 K ($T^*=1,81$). Cela signifie que les gouttes passent progressivement du régime de splashing avec génération de gouttes secondaires de petites tailles à un régime de splashing proche du rebond (diamètre des gouttes secondaires de l'ordre du diamètre des gouttes incidentes). Par ailleurs, on remarque que le diamètre moyen de Sauter D_{32} de ces répartitions dépasse le diamètre moyen du jet incident ($D_{32}/D_0 > 1$) pour la température la plus élevée. Ceci est dû à une accumulation de liquide en paroi provenant de plusieurs gouttes incidentes, formant une goutte secondaire qui repart de cette paroi avec un diamètre supérieur à celui des gouttes incidentes.

Pour les autres valeurs de K' testées inférieures à 2500 ($\log K' < 3,4$), l'évolution est la même que pour le cas présenté figure 7.2. Le pic représentant le diamètre des gouttes secondaires le plus rencontré se déplace vers les diamètres les plus importants en même temps que la température de paroi augmente, pour se rapprocher de la taille des gouttes incidentes. On peut

cependant noter que la transition des petites tailles vers les grosses se fait de plus en plus lentement lorsque K' augmente.

Enfin pour les jets incidents possédant une grande énergie cinétique, donc pour les grandes valeurs de K' ($\log K' \approx 3,5$), l'évolution est légèrement différente. Ceci est illustré par la figure 7.3 ; les gouttes incidentes ont un diamètre de 126 μm et leur vitesse est de 11,96 m/s ($\log K' = 3,47$).

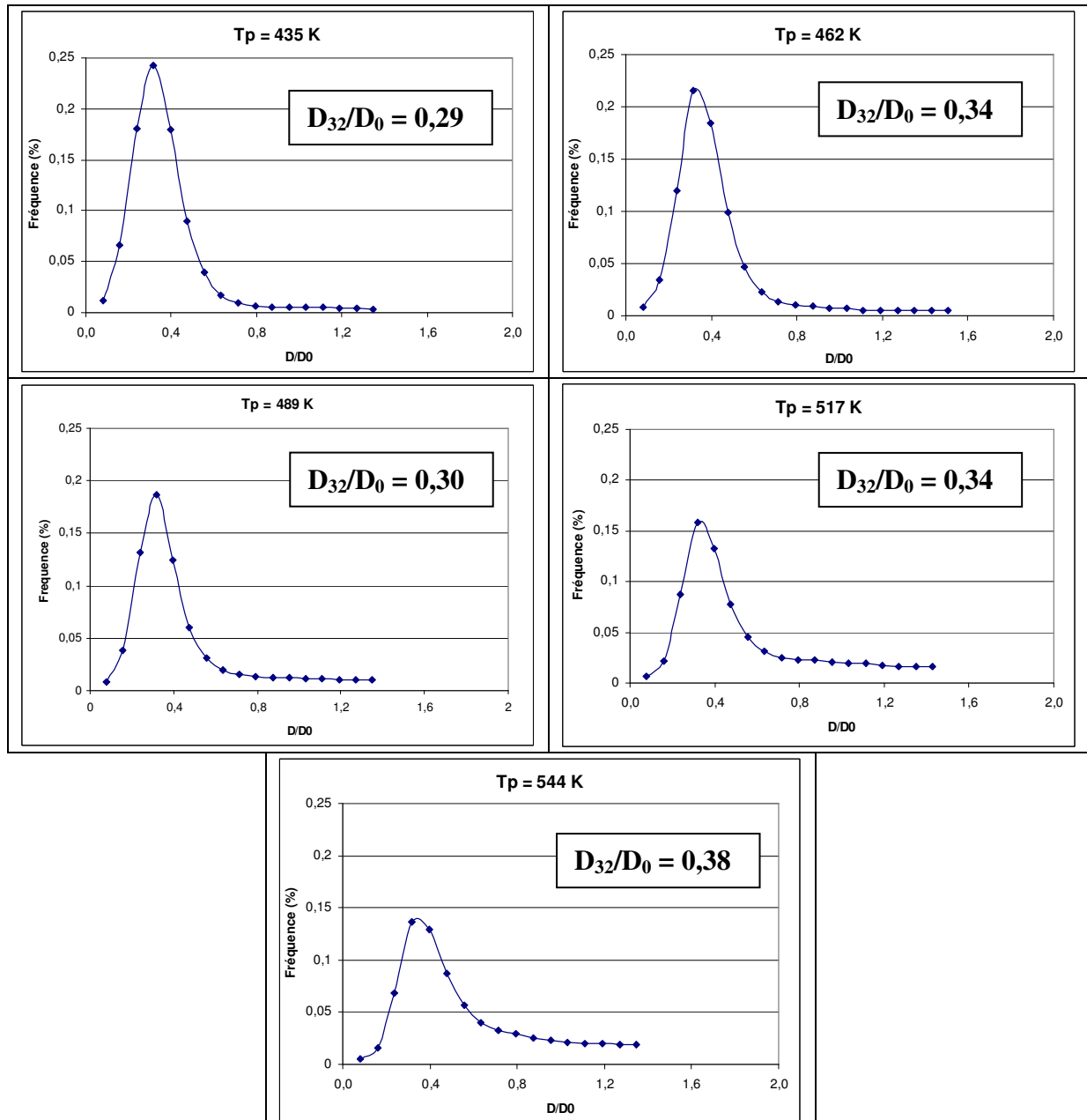


Fig. 7.3 : Distribution des gouttes secondaires pour un jet incident d'éthanol dans le régime de splashing (log $K' = 3,47$)

La valeur du pic est située dans la même zone (D_{32}/D_0 autour de 0,35) quelle que soit la température de paroi et il se décale très légèrement vers les plus grands diamètres lorsque la température de paroi augmente. Cela s'explique par un temps de contact des gouttes avec la paroi très court (de l'ordre de 10^{-5} s), pendant lequel les échanges de chaleur sont très limités. Le grand nombre de gouttelettes secondaires de petite taille générées à la suite de l'impact provient donc d'une valeur élevée de l'énergie cinétique contenue dans les gouttes incidentes, et ce, quelle que soit la température de la paroi. On note également que l'amplitude du pic varie avec la température et plus précisément qu'elle diminue lorsqu'on augmente la température de paroi (de 0,24 pour 435 K à 0,14 pour 544 K). Le tableau 7.2 ci-après donne les valeurs des diamètres moyens de Sauter D_{32} adimensionnés par le diamètre des gouttes incidentes, pour chacun des cas testés dans cette partie.

T (K)	T*	Log K'					
		2,8	2,92	3,2	3,36	3,47	3,57
435	0,78	-	-	-	0,34	0,29	-
462	1,04	0,73	0,50	0,43	0,40	0,34	-
489	1,29	0,76	0,61	0,51	0,37	0,30	-
517	1,55	0,93	0,62	-	0,45	0,34	0,23
544	1,81	1,01	-	-	-	0,38	0,29

Tab. 7.2 : Valeurs du rapport D_{32}/D_0 pour les gouttes secondaires issues du splashing d'un jet monodisperse d'éthanol en interaction avec une paroi chaude

A quelques exceptions près probablement dues à des erreurs de mesure, ce tableau montre bien la tendance décrite précédemment : le diamètre des gouttes secondaires augmente avec la température de paroi et diminue lorsque K' augmente. Pour les essais réalisés à $T^*=0,78$, un film liquide est encore présent en paroi et il est tout à fait possible que le faisceau laser du granulomètre ait été dévié par ce film, faussant ainsi les résultats. De plus le régime de splashing n'est pas tout à fait établi pour cette température et il y a accumulation de liquide au niveau du point d'impact (provenant de plusieurs gouttes incidentes) jusqu'à ce que la masse accumulée soit suffisamment importante pour que la goutte quitte la paroi (cf. fig. 7.4). Par conséquent, ces gouttes ont un diamètre bien plus important que les gouttes incidentes.



Fig. 7.4 : Accumulation de liquide en paroi générant de grosses gouttes dont le diamètre est supérieur au diamètre des gouttes initiales D_0 ($\log K'=3,2 - T^*=0,78$)

De même pour les fortes valeurs de la température de paroi ($T_p=544$ K), certaines valeurs du rapport D_{32}/D_0 n'ont pas pu être obtenues.

7.2.2. Comparaison des résultats avec la littérature

Une partie des résultats détaillés ci-dessus a été obtenue dans le cadre du projet DWDIE (*Droplet Wall interaction for Direct Injection Engines*, 5th framework) de la Communauté Européenne. Une équipe allemande du projet (Richter *et al.*, université de WÜK à Aachen) s'est également intéressée aux caractéristiques des gouttes résultant de l'impact d'un jet monodisperse avec une paroi chauffée [2]. La technique de mesure mise en œuvre lors de ces essais pour calculer le diamètre des gouttes secondaires est l'Anémométrie à Phase Doppler PDA (principe décrit dans le chapitre 5). Le volume de mesure a pour dimension 2,3 et 1,8 mm, il est placé de 0,1 à 0,6 mm au-dessus de la paroi et de 0 à 4 mm radialement au point d'impact. Les gouttes incidentes sont déduites des gouttes détectées par la chaîne d'acquisition et il est alors possible de connaître la répartition des gouttes secondaires (taille et vitesse verticale). L'intérêt de cette comparaison est de confronter deux méthodes distinctes de caractérisation des gouttes secondaires (PDA et granulomètre Malvern) mais également deux liquides différents (isooctane pour WÜK, éthanol pour nos essais).

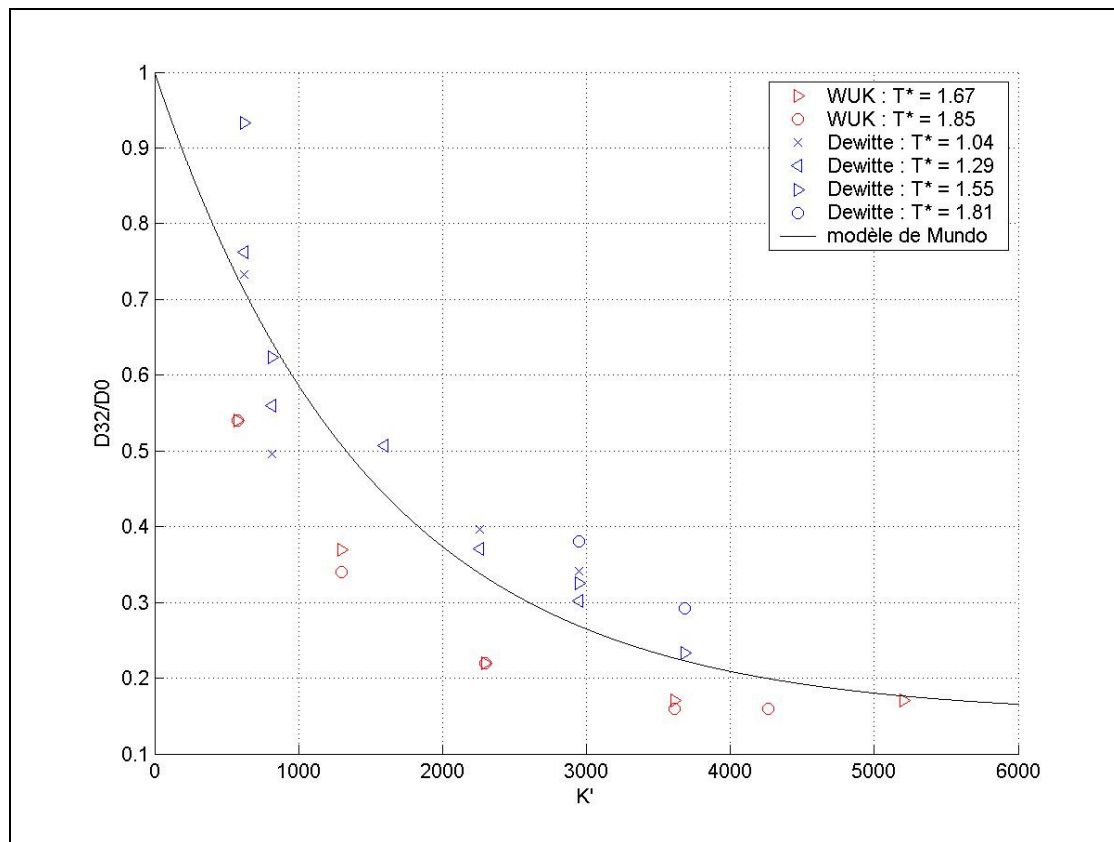


Fig. 7.5 : Comparaison du rapport D_{32}/D_0 provenant de nos résultats expérimentaux avec la littérature (essais réalisés à l'université de Aachen [91,92] et modèle de Mundo [74])

La figure 7.5 compare nos essais (en bleu) à ceux réalisés à Aachen (en rouge) [91,92], ainsi qu'à un modèle établi par Mundo [74], représenté par la courbe noire. Ce modèle prédit le diamètre moyen de Sauter D_{32} des gouttes générées par le splashing en fonction du nombre K' défini dans le chapitre 5, selon la formule (7.3) suivante :

$$\boxed{K' = We.Oh^{-0.4}} \quad (7.3)$$

Le rapport D_{32}/D_0 calculé à l'aide de ce modèle ne prend pas en compte la température de la paroi mais uniquement le nombre de Walzel K' ; il est déterminé de la façon suivante :

$$\boxed{\left(\frac{D_{32}}{D_0}\right) = \exp\left(-\frac{K'}{1500}\right) + 0,15 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{K'}{1500}\right)\right]} \quad (7.4)$$

Les essais expérimentaux, tout comme le modèle, montrent que le rapport D_{32}/D_0 diminue lorsque K' augmente. En effet, une augmentation du nombre de Walzel traduit une augmentation de la vitesse d'impact du jet incident et/ou du diamètre des ces gouttes et il est évident que plus l'énergie cinétique des gouttes incidentes est importante, plus les gouttes secondaires générées à la suite du splashing sont petites.

En comparaison avec les essais réalisés par WÜK, les rapports D_{32}/D_0 que nous trouvons sont toujours supérieurs aux leurs, de 0,1 à 0,3 selon les cas. Cette différence peut s'expliquer par la technique de mesure employée et le volume de mesure lui-même. En effet, les mesures PDA ont révélé que la position du jet incident (fig. 7.6) à l'intérieur du volume de mesure avait une importance capitale quant à la taille des gouttes détectées. Ceci est illustré par la figure 7.7 qui donne la distribution des diamètres (en ordonnée) suivant différentes positions radiales (notée d) du jet incident par rapport au point d'impact (en abscisse).

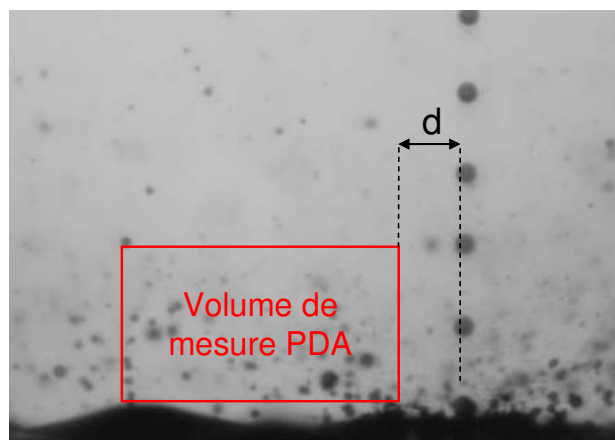


Fig. 7.6 : Illustration de la distance radiale du volume de mesure PDA par rapport à l'axe du jet incident

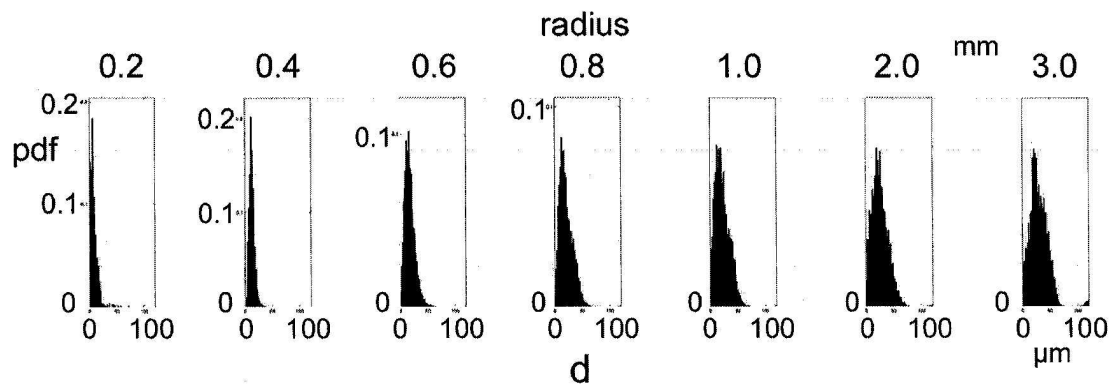


Fig. 7.7 : Distributions de taille pour différentes positions radiales du volume de mesure du PDA par rapport au point d'impact [2]

Pour des zones proches de l'impact, seules les petites gouttes sont détectées par le PDA. Cela est dû au fait que seules des gouttes sphériques sont mesurées par cet appareil, et que les grosses gouttes subissent d'importantes déformations avant de devenir sphériques. Comme les petites gouttes deviennent sphériques plus rapidement que les grosses, lorsque le volume de mesure est situé près du point d'impact, la distribution est composée uniquement de gouttes de petites tailles. Pour nos mesures avec le granulomètre Malvern, le volume de mesure est positionné de telle sorte que toutes les tailles sont prises en compte, même les grosses gouttes non sphériques. C'est ce qui explique la différence entre les deux séries d'essais et la surestimation du rapport D_{32}/D_0 en comparaison avec les essais PDA.

Il est difficile de dire quelle technique de mesure est la mieux adaptée ou la plus précise, mais il est vrai que les résultats de ces mesures dépendent très fortement de la technique utilisée ainsi que de la position du volume de mesure par rapport au point d'impact. Cependant, les deux méthodes suivent la même tendance et l'écart se réduit même pour des fortes valeurs du nombre K' .

Le fait que le modèle de Mundo ne prenne pas en compte la température de paroi dans le calcul de la taille des gouttes secondaires est assez étonnant, alors que c'est un paramètre très important ; il sera donc intégré dans les corrélations que nous allons définir dans le paragraphe suivant.

7.2.3. Corrélations déterminées à partir des données expérimentales

L'objectif de cette étude expérimentale est la détermination de corrélations donnant la répartition des gouttes secondaires en fonction des paramètres d'entrée que sont le diamètre des gouttes incidentes, leur vitesse, les propriétés du liquide et la température de la paroi. Au vu de la forme des courbes expérimentales, cette répartition peut être assimilée à une courbe dont l'équation est du type log-normal, de paramètres x_m et σ , elle s'écrit comme suit :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (7.5)$$

avec $x = \log\left(\frac{d}{D_0}\right)$, $x_m = \log\left(\frac{d_m}{D_0}\right)$ et D_0 le diamètre des gouttes incidentes

Les deux paramètres de la répartition, σ et d_m , ont alors été déterminés à partir des diamètres moyens arithmétique D_{10} et de Sauter D_{32} provenant des données expérimentales. Leurs expressions s'écrivent de la façon suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{D_{32}}{D_{10}}\right)} \quad (7.6)$$

$$d_m = D_{32} \cdot \exp(-3\sigma^2) \quad (7.7)$$

Chacune des courbes expérimentales a donc été modélisée sous cette forme et les deux paramètres σ et d_m ont été calculés pour toutes les valeurs de K' et de températures de paroi adimensionnées T^* testées. Une loi d'évolution des paramètres σ et d_m est ensuite calculée en fonction de K' et T^* . Le choix de K' plutôt que le nombre de Weber We ou celui de Sommerfeld K a été retenu dans le but de prendre le même nombre sans dimension que pour les frontières entre les régimes (chapitre 6). Cependant, toutes ces corrélations peuvent bien entendu être indifféremment réécrites avec l'un ou l'autre de ces nombres. La fonction d'évolution du paramètre d_m de la loi log-normale est définie par l'équation (7.8) suivante :

$$\left(\frac{d_m}{D_0}\right) = \frac{-0,281.T^{*3} + 3,13.T^{*2} + 4,85.T^* + 5,81}{(K')^{0,566}} \quad (7.8)$$

Les valeurs calculées du paramètre σ à partir des données expérimentales sont toutes comprises entre 0,28 et 0,49 (fig. 7.8). Cependant, l'effet de la température de paroi adimensionnée T^* ou du nombre de Walzel K' sur l'évolution de ce paramètre n'a pas pu être quantifié précisément. C'est pourquoi nous avons choisi de ne pas définir une loi d'évolution du même type que (7.8) qui s'avèrerait hasardeuse et sans aucune explication physique, mais plutôt de calculer la moyenne des valeurs relevées. Nous prendrons donc pour σ la valeur suivante :

$$\sigma = 0,38 \quad (7.9)$$

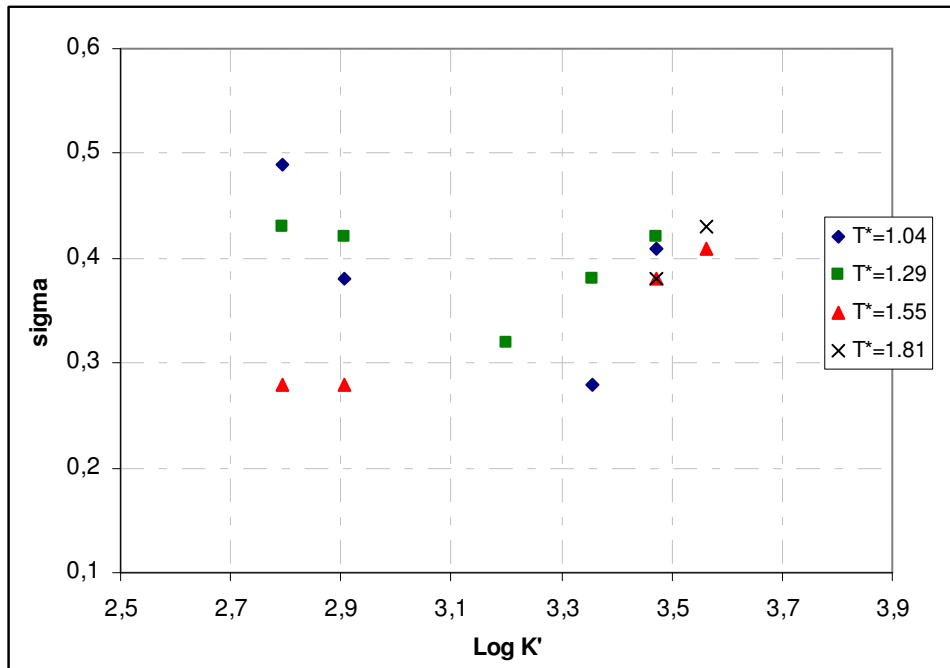


Fig. 7.8 : Valeurs calculées du paramètre σ de l'équation (7.6) à la suite de l'interaction d'un jet monodisperse d'éthanol avec une paroi chaude

Ainsi, la fonction de distribution (7.5) des gouttes secondaires est entièrement définie. Cette loi est valable pour les gammes de températures de paroi adimensionnées T^* et du nombre K' définies par les équations (6.11) (6.12) et (6.13) dans le chapitre 6.

Afin de vérifier que la modélisation traduise bien l'évolution de taille des gouttes secondaires observée expérimentalement, les deux courbes (modélisation et expérience) ont alors été confrontées l'une à l'autre pour différentes températures de paroi et valeurs de K' . La figure 7.9 ci-après compare les courbes expérimentales et modélisées selon la loi log-normale pour un nombre K' égal à 807 ($\log K'=2,91$) et des températures de paroi de 189, 216, 244 et 271 K ($T^* = 1.04, 1.29, 1.55$ et 1.81). Pour cette valeur de K' , les courbes sont en assez bon accord. En effet pour $T^*=1,04$ les deux courbes se superposent parfaitement et pour $T^*=1,29$ le modèle est très proche de la distribution mesurée expérimentalement. En revanche pour les deux températures les plus élevées, l'amplitude du pic représentant le diamètre des gouttes secondaires les plus nombreuses est sous-estimée par le modèle. Cependant, l'évolution des distributions en fonction de la température pour une valeur de K' donnée est globalement bien traduite par la modélisation proposée.

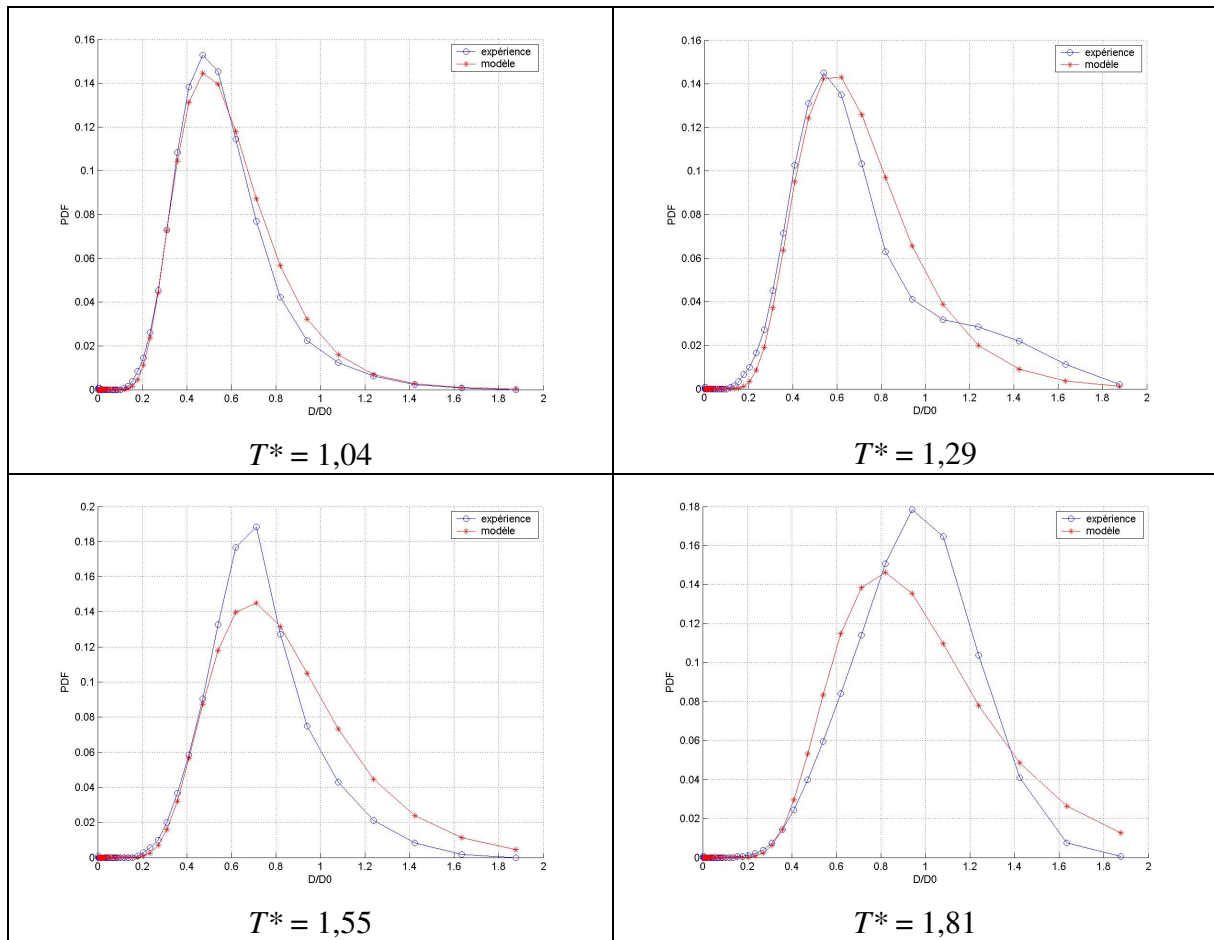


Fig. 7.9 : Comparaison entre les courbes expérimentales et modélisées de la distribution en tailles des gouttes secondaires issues du splashing (éthanol, $\log K'=2,91$)

La figure 7.10 confronte également les courbes expérimentales et modélisées des distributions volumiques des gouttes secondaires provenant du splashing d'un jet monodisperse d'éthanol, pour une température de paroi donnée ($T_p=216$ K, soit $T^*=1,29$) et différentes valeurs du nombre K' . Les graphes montrent une très bonne concordance entre les données expérimentales et la modélisation et de plus, le modèle retranscrit bien l'effet du nombre K' sur ces distributions : plus les valeurs de K' sont grandes, plus les gouttes secondaires générées par le splashing sont de petite taille.

Par conséquent, nous avons vérifié que la modélisation proposée pour le calcul du diamètre des gouttes secondaires dans le régime de splashing traduit bien nos résultats expérimentaux. Le fait qu'elle prenne en compte la température de paroi apporte une avancée en comparaison avec les autres modèles d'interaction gouttes/paroi existants.

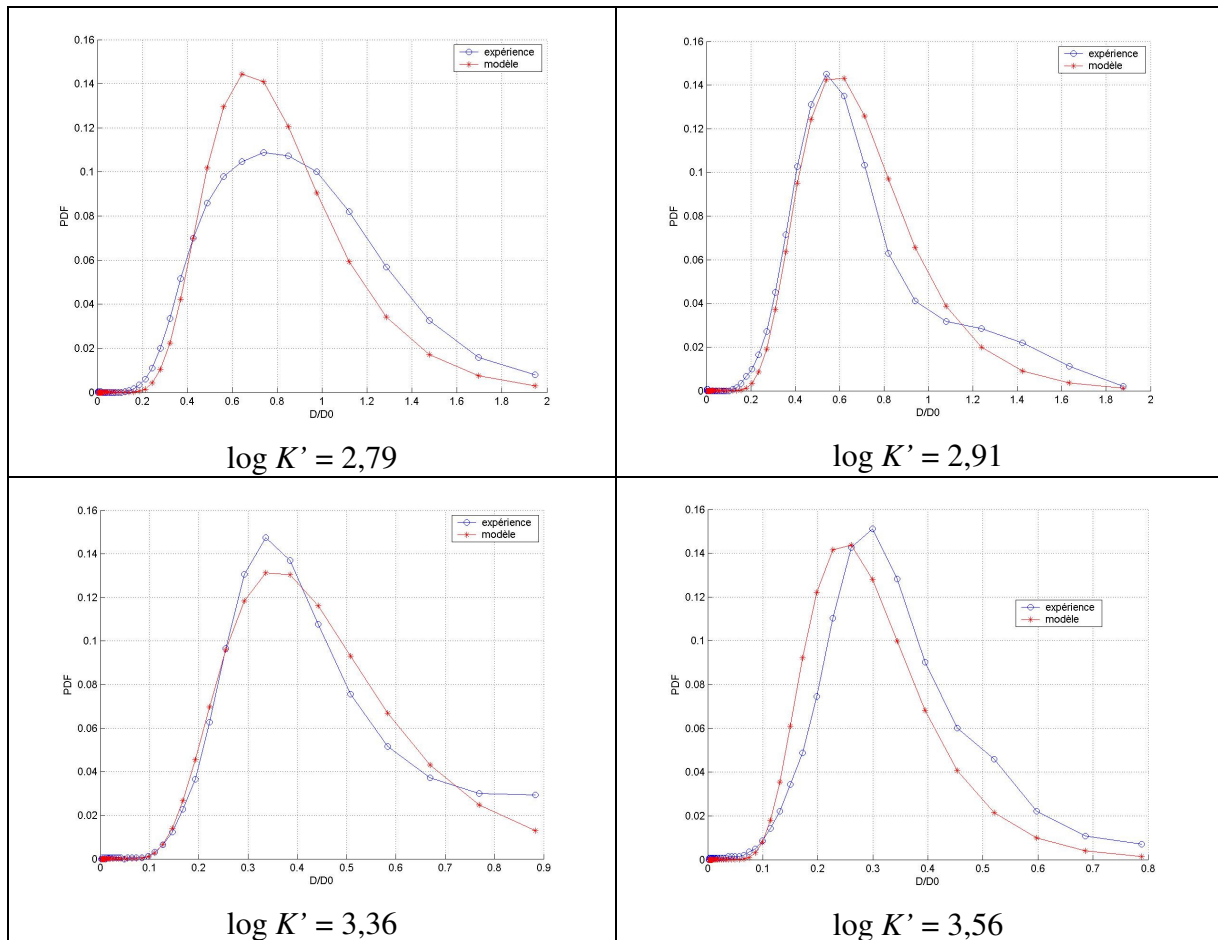


Fig. 7.10 : Comparaison entre les courbes expérimentales et modélisées de la distribution en tailles des gouttes secondaires issues du splashing (éthanol, $T^*=1,29$)

7.3 Résultats pour un jet multiple

Le cas d'un jet monodisperse seul étant traité, l'étude expérimentale a alors porté sur la connaissance de l'évolution des gouttes secondaires issues du splashing d'un jet multiple sur une paroi. Le but de l'étude présentée ici est de se rapprocher des conditions d'un brouillard de gouttes généré par un spray. Pour cela, nous avons utilisé un jet multiple composé de trois jets monodisperses parallèles disposés sous forme d'un triangle équilatéral (le même que celui présenté dans le paragraphe 6.2.4). Chaque orifice a un diamètre de $50 \mu\text{m}$ et est situé à une distance de $200 \mu\text{m}$ des deux autres orifices. Les trois jets étant relativement proches les uns des autres, les gouttes qu'ils génèrent ont une interaction entre elles au niveau de la paroi. C'est ce que nous avons essayé de quantifier grâce aux essais réalisés pour différentes valeurs de K' . La figure 7.11 traduit l'évolution de la répartition des gouttes secondaires après l'impact d'un jet multiple dont la valeur de K' vaut 1000 ($\log K'=3$), pour différentes températures de paroi ($0,67 < T^* < 1,33$), mesurée à l'aide du granulomètre Malvern. La distribution des gouttes en volume est donnée en fonction du diamètre adimensionné par le diamètre des gouttes incidentes D_0 .

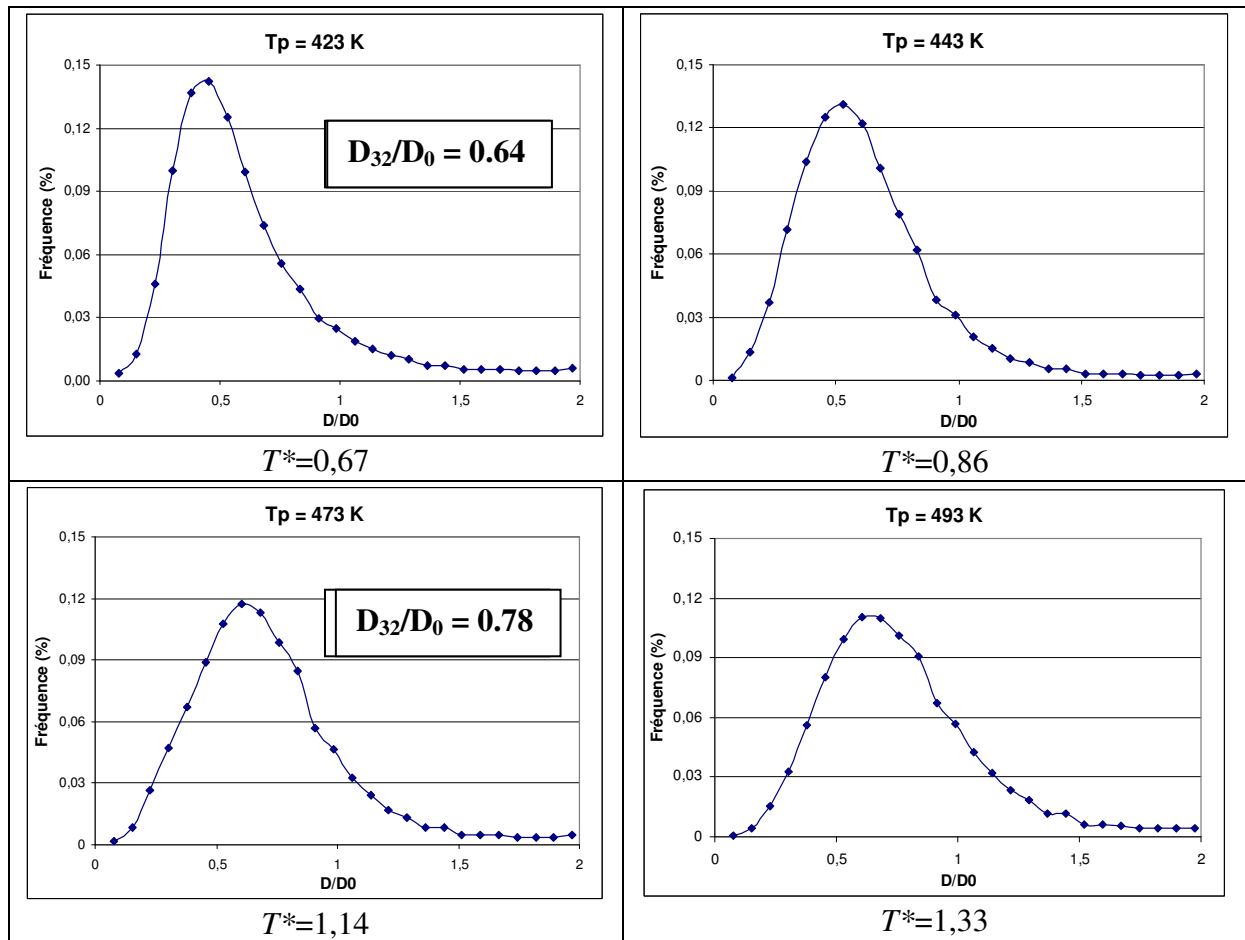


Fig. 7.11 : Distribution des gouttes secondaires pour un jet multiple d'éthanol dans le régime de splashing ($\log K'=3$)

Comme pour le cas d'un jet monodisperse seul, les graphes ci-dessus illustrent bien le fait que pour un nombre de Weber donné, lorsque la température de paroi augmente, la taille des gouttes secondaires provenant du splashing croît également (en raison du phénomène de Leidenfrost). Le rapport des diamètres D_{32}/D_0 passe de 0,61 pour une température de 423 K ($T^*=0,67$) à 0,78 pour $T_p = 493$ K ($T^*=1,33$), alors que dans le même temps l'amplitude du pic diminue quelque peu (passant de 0,14 à 0,11). Cependant, l'évolution de ce pic vers les grands diamètres de gouttes se fait plus lentement pour un jet multiple que pour un jet seul. En effet le volume de liquide présent sur la paroi est plus important, par conséquent il met plus de temps à s'évaporer et le régime de Leidenfrost apparaît pour des températures de paroi plus élevées que pour un jet simple.

	K'	$\text{Log } K'$	$T_p = 462 \text{ K}$ ($T^*=1,04$)	$T_p = 493 \text{ K}$ ($T^*=1,33$)
Jet simple	830	2,92	0,5	0,61
	1580	3,2	0,43	0,51
Jet multiple	1000	3	0,68	0,78

Tab. 7.3 : Comparaison des D_{32}/D_0 calculés, pour des essais réalisés avec un jet multiple et un jet simple d'éthanol sous différentes conditions de température et de valeurs de K'

Le tableau 7.3 rassemble les diamètres moyens de Sauter (D_{32}), adimensionnés par le diamètre des gouttes incidentes D_0 , pour deux températures de paroi différentes. Il a pour but de comparer les valeurs obtenues dans le cas d'un jet multiple ($K'=1000$, $\log K'=3$) avec celles obtenues pour deux valeurs du nombre K' proches de cette valeur ($K'=830$ et 1580), mais avec un jet simple (cf. section 6.2.4). On remarque que le diamètre moyen des gouttes secondaires dans le cas du jet multiple est supérieur au diamètre moyen calculé dans le cas d'un jet simple (pour des conditions d'impact comparables). Ceci s'explique par le fait que la masse de liquide en paroi est plus importante avec trois jets qu'avec un seul et il en découle une interaction plus forte entre les gouttes. Par conséquent une partie de ces gouttes coalesce en paroi avant de s'en extraire, et génère de grosses gouttes qui contribuent fortement à l'augmentation du diamètre moyen.

Même si les données expérimentales recueillies pour un jet multiple sont limitées et que les essais réalisés n'ont pas permis d'obtenir suffisamment d'informations pour pouvoir intégrer le débit liquide arrivant sur la paroi dans la modélisation, son effet a cependant été quantifié et une tendance a pu être dégagée. L'augmentation du débit liquide génère une interaction accrue des gouttes incidentes entre elles, qui ont tendance à coalescer au niveau de la paroi et donc à produire des gouttes secondaires de taille plus importante que celles créées lors d'un débit liquide plus faible. Les diamètres moyens calculés avec le jet multiple (dans notre configuration) sont en effet toujours supérieurs au cas du jet seul, pour les mêmes conditions de températures de paroi et de nombres K' . Ceci est d'autant plus vrai que la quantité de liquide présente sur la paroi est importante.

7.4 Effet de la pression sur la taille des gouttes secondaires

Des essais ont été conduits avec l'enceinte haute pression pour différentes valeurs de la pression ambiante (jusqu'à 4 bar). L'étude, résumée dans la tableau 7.4 ci-après, a été réalisée pour trois valeurs de la pression ambiante ($P_{\text{amb}} = 1, 2$ et 4 bar) avec un jet monodisperse d'isooctane. Les valeurs de la température de paroi et du nombre de Mundo ont été choisies de telle sorte que les couples (T^* ; $\log K'$) soient situés dans le domaine de splashing du graphe 6.18 du chapitre 6. Pour chacun des cas présentés ci-après, le rapport D_{32}/D_0 calculé à partir des données expérimentales est comparé avec celui calculé d'après le modèle défini par la loi log-normale. Les mesures expérimentales ont été effectuées au moyen de la technique d'analyse d'images (caméra CCD).

Cas	P (bar)	T^*	K'	$\log K'$	Rapport D_{32}/D_0 <i>expérimental</i>	Rapport D_{32}/D_0 <i>modèle</i>
1	4	0,95	733	2,86	0,5	0,52
2	2	1,45	1100	3,04	0,61	0,59
3	2	1,02	1100	3,04	0,46	0,43
4	1	1,04	830	2,92	0,5	0,51

Tab. 7.4 : Comparaison des rapports D_{32}/D_0 calculés à partir des données expérimentales et du modèle, pour différentes valeurs de la pression ambiante

La comparaison des rapports D_{32}/D_0 montre un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles calculées par le modèle (écarts de l'ordre de 3 à 7 %). Par conséquent, le choix de la température adimensionnée T^* (par l'intermédiaire de T_{eb} et T_{leid}) semble être une bonne façon de prendre en compte la pression comme paramètre d'entrée. De plus, le modèle de distribution de tailles des gouttes secondaires est non seulement utilisable à pression atmosphérique mais fournit également de bonnes estimations de cette distribution dans le cas d'un milieu pressurisé.

Cependant, des données expérimentales complémentaires pour des valeurs plus élevées de la pression (jusqu'à 10 bar) seraient nécessaires afin de tester sa validité pour ces pressions.

7.5. Conclusion

Le but de ce chapitre était de réaliser une étude détaillée du régime de splashing prenant en compte l'effet du nombre de Walzel K' ainsi que de la température de paroi adimensionnée T^* sur la distribution des gouttes secondaires issues du splashing. Pour cela, des essais ont été réalisés avec un jet monodisperse d'éthanol, d'abord à pression atmosphérique puis en milieu pressurisé.

Concernant la température de paroi, nous avons pu observer expérimentalement que la distribution des gouttes secondaires, pour le régime de splashing, évolue d'un pic de forte amplitude situé vers les gouttes de petites tailles (pour les faibles températures de paroi) à un pic correspondant à un diamètre proche du diamètre des gouttes incidentes (pour des températures plus élevées). Cette transition se fait plus ou moins brusquement suivant la valeur du nombre K' . Pour une faible valeur de K' (par exemple $K'=630$, $\log K'=2,8$) le glissement du pic, passant des faibles tailles de gouttes aux grandes tailles, est terminé pour une température de paroi de 517 K à pression atmosphérique avec un jet d'éthanol ($T^*=1,55$) alors que pour le cas $K' = 1580$ ($\log K'=3,2$), à cette même température il est encore en cours. Par ailleurs pour les fortes valeurs de K' (au-delà de 2500, $\log K'>3,4$), l'énergie cinétique du jet incident est trop importante pour que le régime de rebond soit possible. En effet, les gouttes incidentes se brisent en une multitude de gouttelettes de petites tailles, et ce quelle que soit la température imposée à la paroi. A la suite de ces essais, une base de données conséquente est disponible et des corrélations empiriques donnant la distribution des gouttes secondaires en fonction de la température et des caractéristiques du jet incident ont ainsi été définies (à pression atmosphérique) pour un train de gouttes monodisperses.

Ensuite, l'effet du débit liquide arrivant sur la paroi a été étudié. Une augmentation de ce débit induit une interaction plus forte entre les gouttes, ce qui entraîne la coalescence de ces gouttes au niveau de la paroi. En conséquence, le diamètre moyen des gouttes secondaires générées à la suite de l'impact est plus grand que pour un débit liquide plus faible. Ceci a son importance à l'intérieur d'une chambre de combustion. En effet si l'on désire qu'un maximum de carburant soit brûlé rapidement, la quantité de liquide présente sur la paroi doit être limitée.

Enfin, des essais ont été conduits pour différentes valeurs de la pression environnante. Pour la gamme de pression testée (1 à 4 bar), il a été montré que la corrélation établie à la suite des essais réalisés à pression atmosphérique est également valable en milieu pressurisé. En effet, le rapport entre le diamètre moyen de Sauter D_{32} des gouttes secondaires et le diamètre D_0 des

gouttes incidentes est sensiblement le même, qu'il provienne des résultats expérimentaux ou du calcul par le modèle.

Le travail expérimental étant désormais terminé, il convient maintenant d'intégrer les corrélations définies dans les chapitres 6 et 7 au sein d'une modélisation complète des régimes d'interaction gouttes/paroi.

Quatrième partie

MODELISATION

Chapitre 8

Élaboration de modèles d'interaction gouttes/paroi

Cette partie a pour but de définir une nouvelle modélisation de l'interaction gouttes/paroi chaude. Basée sur des modèles existants, elle intègre également les corrélations établies dans les deux chapitres précédents qui définissent les frontières entre les régimes et la distribution de tailles des gouttes secondaires dans le régime de splashing. Ces corrélations sont par ailleurs validées par des comparaisons avec des résultats expérimentaux provenant de la littérature.

8.1. Formulation des modèles

Dans les chapitres 6 et 7, nous avons défini les différentes zones correspondant à chacun des trois régimes principaux et donné les équations relatives aux frontières entre ces régimes, ainsi qu'une loi de distribution pour la taille des gouttes secondaires issues du splashing. Afin d'établir un modèle complet pouvant être intégré dans un code de calcul, il est cependant nécessaire de compléter ces informations et notamment d'évaluer :

- dans le cas du dépôt, la manière dont sont traitées les gouttes déposées en paroi (comportement dynamique et thermique),
- dans le cas du rebond, la masse, la vitesse et la température de la goutte après impact,
- dans le cas du splashing, les propriétés statistiques des gouttes secondaires issues de l'éclatement des gouttes incidentes, à savoir la masse totale, les distributions en vitesse et en température.

Nous abordons ces différents points dans la suite de ce chapitre en nous appuyant non seulement sur nos résultats mais également sur des travaux issus de la littérature.

8.1.1. Détermination des frontières entre les régimes d'impact

Ce point a largement été étudié et discuté dans le chapitre 6, c'est pourquoi nous donnerons simplement les équations des frontières entre les différents régimes d'impact. Notons cependant que cette formulation a été écrite à la suite de la comparaison entre nos résultats et ceux de deux équipes allemandes, de l'université de WÜK à Aachen [2] et de l'ITS à Karlsruhe [92].

- Frontière délimitant l'apparition du dépôt :

Le rebond se produit lorsque $\mathbf{K}' < \mathbf{K}_d$, où \mathbf{K}_d est fonction de la température de paroi.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } T^* < 0 \\ \text{Pour } 0 < T^* < T_{lim}^* \\ \text{et} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \boxed{K_d = K_0} \quad (8.1) \\ \boxed{K_d = K_0 + (K_1 - K_0) \cdot \frac{T^*}{T_{lim}^*}} \quad (8.2) \\ \boxed{K' > K_1 \cdot \left(\frac{T^*}{T_{lim}^*} \right)^2} \quad (8.3) \end{array} \right.$$

- Frontière délimitant l'apparition du rebond :

Le rebond se produit lorsque $\mathbf{K}' < \mathbf{K}_r$, où \mathbf{K}_r est fonction de la température de paroi.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } 0 < T^* < T_{lim}^* \\ \text{Pour } T^* > T_{lim}^* \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \boxed{K_r = \max \left[K_2; K_1 \cdot \left(\frac{T^*}{T_{lim}^*} \right)^2 \right]} \quad (8.4) \\ \boxed{K_r = K_1} \quad (8.5) \end{array} \right.$$

- Frontière délimitant l'apparition du splashing :

Le splashing se produit lorsque $\mathbf{K}' > \mathbf{K}_s$, où \mathbf{K}_s est une valeur limite minimale qui dépend de la température de paroi T^* .

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } T^* < 0 \\ \text{Pour } 0 < T^* < T_{lim}^* \\ \text{Pour } T^* > T_{lim}^* \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \boxed{K_s = K_0} \quad (8.6) \\ \boxed{K_s = K_0 + (K_1 - K_0) \cdot \frac{T^*}{T_{lim}^*}} \quad (8.7) \\ \boxed{K_s = K_1} \quad (8.8) \end{array} \right.$$

où T^* est la température de paroi adimensionnée définie par $T^* = (T_p - T_{eb}) / (T_{leid} - T_{eb})$ et les valeurs des différentes constantes utilisées dans ces corrélations sont les suivantes : $K_0 = 3000$; $K_1 = 450$; $K_2 = 10$; $T_{lim}^* = 1$

Le modèle proposé ici est valable sous différentes hypothèses :

- Les gouttes incidentes proviennent d'un jet monodisperse.
- La rugosité de la paroi est négligeable devant le diamètre des gouttes incidentes, ce qui revient à considérer la paroi lisse.
- L'impact de gouttes se fait sur paroi sèche (aucun résidu liquide n'est présent sur la paroi avant l'impact).
- Le nombre sans dimension prenant en compte les caractéristiques du jet incident, choisi pour la détermination des régimes, est le nombre K' . Dans les expériences qui ont permis l'élaboration des frontières entre les régimes, les valeurs de K' sont comprises entre 10 et 5000 ($1 < \log K' < 3,7$).
- La température de paroi adimensionnée doit être telle que : $-0,6 < T^* < 2,1$.
- La pression ambiante doit être comprise entre 1 et 4 bar.

8.1.2. Modèle de dépôt

Le dépôt est défini par les équations (8.1), (8.2) et (8.3) précédentes. Béard [15] propose un modèle de dépôt qui se base sur des expériences menées par Wong et Gulder [119]. Ces derniers ont développé un modèle analytique d'évaporation permettant de connaître l'évolution de la température moyenne et de la température de surface d'une gouttelette, son taux d'évaporation, les caractéristiques de l'écoulement sous la goutte, la concentration de vapeur dans l'air qui l'entoure et le transfert de chaleur depuis la surface chaude par conduction à travers le film de vapeur. Les hypothèses adoptées sont les suivantes : avant l'impact la goutte a une forme sphérique de diamètre D_0 , au moment de l'impact elle se transforme instantanément en un disque de diamètre D_f et d'épaisseur e_f .

Si la température de la paroi est inférieure à la température d'ébullition du liquide ($T^* < 0$), les phénomènes d'évaporation sont très faibles voire inexistantes, et la masse de liquide incidente se retrouve intégralement sur la paroi. Si de plus la fréquence d'impact des gouttes est élevée, les gouttes déposées sur la paroi coalescent et forment un film liquide continu. Ce film peut par la suite être entraîné par l'écoulement gazeux et dans certaines conditions se fragmenter pour générer de nouvelles gouttes réémises au sein de l'écoulement, par exemple en présence de fortes irrégularités géométriques sur la paroi. La modélisation du comportement dynamique de ce film nécessite donc le développement d'un modèle spécifique [41].

Si la température de paroi est comprise entre la température d'ébullition du liquide et sa température de Leidenfrost ($0 < T^* < 1$), la goutte prend la forme d'un disque liquide dont la température est la température d'ébullition du liquide. Les transferts de chaleur et de masse entre la paroi et les gouttes qui se sont déposées sur la surface chaude sont très rapides et les temps moyens d'évaporation correspondants sont courts, en comparaison avec celui d'une goutte de masse équivalente située au sein de l'écoulement gazeux. Si la fréquence des gouttes est suffisamment faible, on peut considérer en première approximation que les gouttes qui se déposent sur la paroi s'évaporent instantanément.

Lorsque la paroi est très chaude et que sa température est supérieure à la température de Leidenfrost du liquide ($T^* > 1$), une partie des gouttes incidentes s'évapore au contact de la paroi. Une couche de vapeur se forme alors, isolant la goutte de la paroi ; les transferts de chaleur entre les gouttes et la paroi sont par conséquent fortement diminués et leurs temps moyens d'évaporation sont importants.

Pour déterminer la valeur D_f du diamètre du disque formé au moment de l'impact, Kendall [54] propose la corrélation suivante :

$$D_f = D_0 \sqrt{\frac{12 + We}{18}} \cos \left[\frac{1}{3} \text{Arc cos} \left(-\frac{36\sqrt{2}}{(12 + We)^{1,5}} \right) \right] \quad (8.9)$$

L'épaisseur du film liquide se calcule alors en écrivant que la masse de la sphère initiale est égale à celle du disque formé :

$$e_f = \frac{2D_0^3 \rho}{3D_f^2 \rho_f} \quad (8.10)$$

où ρ est la masse volumique du liquide avant l'impact et ρ_f la masse volumique au moment de l'impact : $\rho \geq \rho_f$

De même, l'épaisseur e_v d'un éventuel film de vapeur entre la paroi et le disque liquide est donnée par l'équation (8.11) suivante, où A, B, et C sont respectivement des paramètres de surchauffe, de conductivité et de viscosité [54] :

$$e_v = D_f \left[\frac{3}{4} \pi \frac{0,55.A.B(0,225.A.B + 1,5.C)}{\sqrt{We}} \right]^{0,25} \quad (8.11)$$

8.1.3. Modèle de rebond

Notons tout d'abord que dans la plupart des cas expérimentaux où le phénomène de rebond a été observé, la température de paroi est supérieure à la température de Leidenfrost du liquide. La plupart des auteurs considèrent alors que la masse de liquide qui s'évapore lors du contact avec la paroi est négligeable et formulent l'hypothèse que le diamètre et la masse de la goutte restent inchangés avant et après l'impact. Cependant, l'étude expérimentale menée par Le Clercq [58] semble invalider cette hypothèse. Il a en effet été démontré que la variation relative de masse pouvait être de l'ordre de 20 % dans certaines configurations. Le tableau 8.1 ci-après résume le résultat de différents essais. Le nombre η_r traduit le rapport de masse entre la goutte réfléchie et la goutte incidente.

Cas	D_0 (μm)	V_0 (m/s)	Angle incident ($^\circ$)	T_p (K)	T^*	K'	Diamètre après rebond (μm)	Rapport de masse η_r entre les gouttes réfléchie et incidente
1	250	0,93	15	623	2,48	102	239	0,87
2	220	1,03	15	623	2,48	107	205	0,81
3	210	1,18	14	623	2,48	133	192	0,76
4	210	1,26	15	473	1,11	152	193	0,78

Tab. 8.1 : Résultats des essais réalisés par P. Le Clercq [58] pour étudier le rebond d'une goutte sur paroi chaude

Ces expériences ont été réalisées à pression ambiante avec des gouttes d'éthanol et une paroi lisse en laiton. Dans le but d'assurer une grande précision, le diamètre des gouttes après rebond a été mesuré quelques millimètres en aval du point d'impact par deux méthodes différentes : à l'aide d'un PDPA d'une part et au moyen d'une mesure directe sur des photos prises par une caméra CCD d'autre part. Il est bien évidemment difficile de déduire de ces quelques résultats une corrélation générale qui donne la valeur du coefficient η_r en fonction de T^* et K' . Néanmoins à température fixée ($T^* = 2,48$), il semble que le taux d'évaporation soit une fonction croissante de K' . Ceci peut s'expliquer par le fait que lorsque K' augmente, l'étalement de la goutte sur la paroi est plus important et les échanges de chaleur sont donc favorisés. Concernant l'influence de la température de paroi sur le taux d'évaporation, la comparaison des cas 3 et 4 montre que celle-ci semble moindre que celle de K' mais des essais complémentaires à ceux de Le Clercq sont nécessaires pour tirer de réelles conclusions. Afin de tenir compte de ces résultats, nous proposons la corrélation suivante :

$$\eta_r = 1 - \chi \cdot \tanh \left[\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right] \quad (8.12)$$

avec $Z = K' \cdot T^{*0.25}$, $Z_0 = 145$ et $\chi = 0,25$

Cette corrélation permet de retrouver les résultats expérimentaux de Le Clercq avec une très bonne précision (fig. 8.1) et conduit à des résultats physiquement cohérents lorsqu'elle est appliquée à des valeurs de K' et T^* situées largement en dehors du domaine étudié par Le Clercq. En effet, le taux d'évaporation est d'autant plus faible que la goutte arrive lentement sur la paroi (faibles valeurs de K') et que sa température est proche de la température d'ébullition du liquide. Le taux d'évaporation maximum calculé à l'aide de l'équation (8.12) est de 25 % ; il nous semble en effet inapproprié d'extrapoler plus fortement les résultats disponibles (tab. 8.1) en l'absence de points de mesures complémentaires.

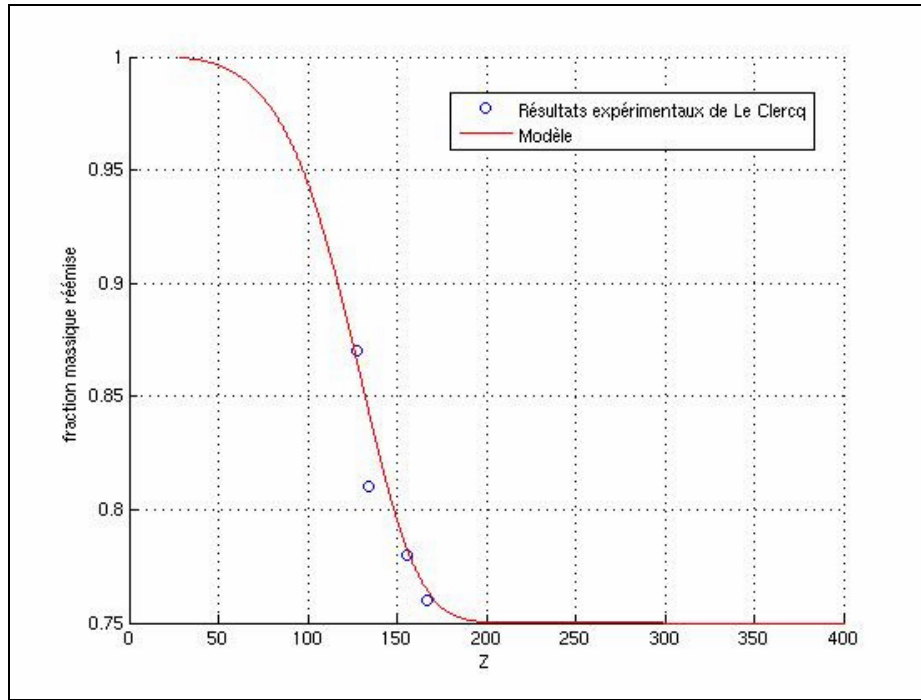


Fig. 8.1 : Comparaison des taux d'évaporation mesurés par Le Clercq [57] avec ceux calculés à l'aide de la formule (8.12)

Connaissant la masse de la goutte après son impact sur la paroi, d'après (8.12), il est facile d'en calculer son diamètre D_r :

$$D_r = D_0 \cdot \left[1 - \chi \cdot \tanh \left[\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right] \right]^{1/3} \quad (8.13)$$

Concernant la vitesse de la goutte après rebond, les deux corrélations les plus pertinentes sont celles de Béard [15] et de Wachters et Westerling [116]. La corrélation de Béard est donnée par l'équation 8.14, celle de Wachters et Westerling par l'équation 8.15 :

$$\frac{We_r}{We_{r,max}} = 16 \cdot \left(\sqrt{\frac{We_i}{We_{i,cr}}} - \frac{We_i}{We_{i,cr}} \right)^2 \quad (8.14)$$

où We_i et We_r correspondent respectivement aux nombres de Weber des gouttes incidentes et réfléchies (avant et après rebond), $We_{i,cr}$ à la valeur critique du nombre de Weber incident au-delà de laquelle le comportement des gouttes est aléatoire (rebond, absence de rebond, fragmentation) et $We_{r,max}$ représente la valeur maximale du nombre de Weber réfléchi. $We_{i,cr}$ est fonction du diamètre initial de la goutte (cf. section 2.5.4) et $We_{r,max}$ vaut 3,5 [15].

$$We_r = We_0 \cdot C_0 \cdot \exp(-C_1 \cdot We_0) \quad (8.15)$$

avec $C_0 = 0,68$, $C_1 = 0,044$, et où We_r et We_0 désignent respectivement les nombres de Weber des gouttes réfléchi et incidente, lesquels sont calculés selon l'équation 2.1 du chapitre 2.

La figure 8.2 ci-après montre une comparaison entre les valeurs du nombre de Weber de la goutte réfléchi, selon les données expérimentales de Le Clercq, le modèle de Wachters & Westerling (8.15) et celui de Béard (8.14) pour des gouttes incidentes de $210 \mu\text{m}$. Les deux modèles ne traduisent pas exactement les résultats obtenus expérimentalement par Le Clercq, mais les ordres de grandeur sont respectés. Les deux corrélations semblent donc pouvoir être utilisées indifféremment.

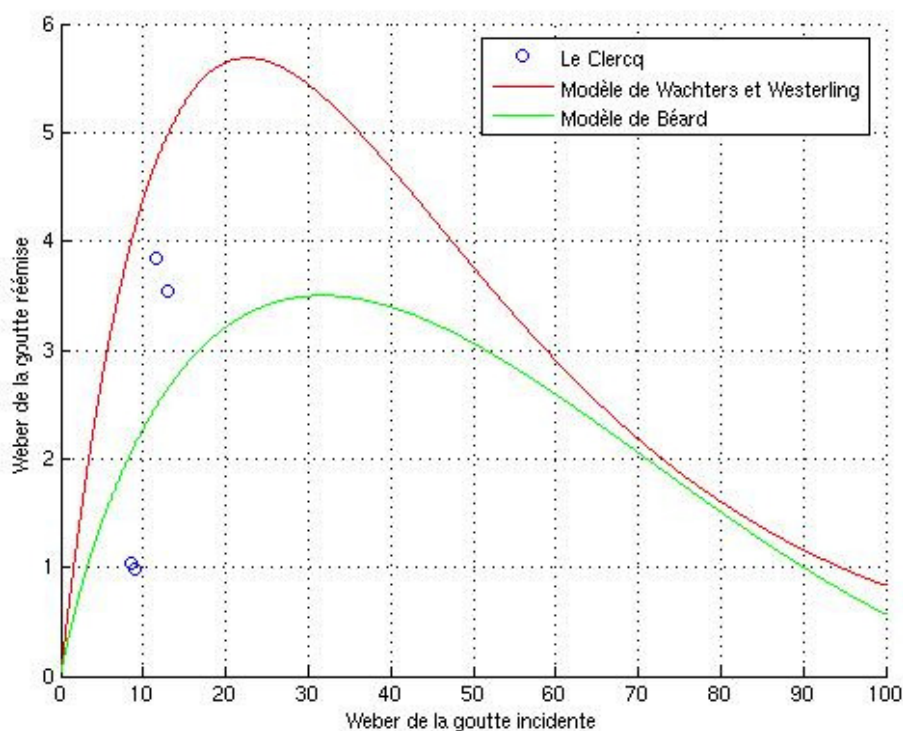


Fig. 8.2 : Comparaison des valeurs du nombre de Weber de la goutte réfléchi, mesurées expérimentalement par Le Clercq [58], calculées selon le modèle de Wachters et Westerling [116] et de Béard [15]

Il est important de noter que le modèle proposé par Wachters et Westerling ne prend pas en compte l'influence de la température de paroi pour le calcul du nombre de Weber de la goutte réfléchi. Or il est évident que la température joue un rôle quant à l'épaisseur du film de vapeur présent entre la goutte et la paroi, et donc sur la dynamique de l'impact. Béard, en revanche, tient compte de ce paramètre pour la définition de constantes intervenant dans le calcul de la vitesse et du nombre de Weber de la goutte réfléchi.

Pour le calcul de la composante tangentielle de la vitesse de la goutte réfléchi, aucune corrélation ne semble faire l'unanimité dans la littérature, en raison du peu de données expérimentales sur ce point précis. Nous proposons d'utiliser le modèle suivant, qui prévoit une perte de 20 % de cette valeur [111] :

$$\boxed{V_{t,r} = 0,8.V_{t,0}} \quad (8.16)$$

où $V_{t,r}$ et $V_{t,0}$ représentent respectivement les vitesses tangentielles des gouttes réfléchi et incidente.

Concernant la température de la goutte après rebond, P. Le Clercq est, à notre connaissance, le seul à avoir mesuré la température de surface d'une goutte après son rebond sur une paroi chaude. Il a observé que la goutte récupérait très rapidement une température proche de sa température initiale même pour des températures de paroi très élevées. Le tableau 8.2 ci-dessous donne la température de surface de gouttes d'éthanol, mesurée 12 mm après le point d'impact [58] :

Cas	D_0 (μm)	V_0 (m/s)	T_p (K)	Variation de la température de surface de la goutte ($^{\circ}$)
1	210	1,26	473	+ 8,5
2	210	1,18	623	+ 20

Tab. 8.2 : *Variation de la température de surface (en degrés) d'une goutte d'éthanol ayant rebondi sur une paroi chauffée*

Il est important de noter la faible variation de température de surface des gouttes, une dizaine de millimètres après le point d'impact, sachant qu'elles viennent d'interagir avec une paroi à 473 et 623 K. Ceci s'explique par les faits suivants :

- La présence d'un film de vapeur isole partiellement la goutte de la paroi et le transfert de chaleur de la paroi vers la goutte est donc fortement limité,
- Le temps d'interaction entre la goutte et la paroi est très court et la température n'augmente fortement que dans une fine pellicule située près de la surface de la goutte, cette pellicule s'évaporant et se refroidissant très rapidement dès qu'il n'y a plus aucun contact entre la goutte et la paroi,
- La majeure partie de la chaleur transférée à la goutte est absorbée par le processus d'évaporation en surface et n'entraîne pas d'augmentation de la température interne de la goutte.

En s'appuyant sur ces observations, nous pouvons donc considérer que la température de la goutte réfléchi est la même que celle de la goutte incidente.

Les essais de Béard et Wachters & Westerling ont été réalisés avec différents liquides (eau, kérosène, méthanol), et les conditions d'impact sont résumées dans le tableau 8.3 ci-dessous, définissant ainsi la gamme de validité des corrélations présentées :

	We	Oh	K'	Log K'	T _p (K)	T*
Min	3,5	0,0027	37	1,57	473	1,19
Max	100	0,0168	512	2,71	673	3,57

Tab. 8.3 : Gamme de validité des corrélations pour le phénomène de rebond

8.1.4. Modèle de splashing

Outre la distribution de tailles des gouttes secondaires réémises après l'impact (définie dans la section 7.2.3.), il est important de pouvoir estimer le rapport η_s entre la masse de liquide réémise après l'impact et la masse de la goutte incidente. Bien que cette donnée soit primordiale dans les applications, le nombre de corrélations répertoriées dans la littérature reste très limité. De plus, ces études ne tiennent pas compte, pour la plupart, de la température de la paroi. Les principales corrélations proposées pour l'impact de gouttes sur paroi froide sont données dans le tableau 2.8 et illustrées par le graphe 2.18 du chapitre 2. Dans le cas d'une paroi chaude, Park et Watkins [84] proposent la corrélation $\eta_s = 1$. A partir de l'ensemble de ces corrélations, il est très difficile de proposer un modèle satisfaisant. Nous pouvons simplement retenir les arguments qualitatifs suivants :

- Dans le cas d'une paroi froide ($T^* < 0$), l'aspect thermique ne joue aucun rôle quant à la quantité de liquide qui se dépose en paroi et η_s ne doit donc dépendre que du nombre K' .
- Lorsque la température de paroi est comprise entre la température d'ébullition et la température de Leidenfrost du liquide ($0 < T^* < 1$), la différence entre la masse de la goutte incidente et la masse réémise provient non seulement du dépôt en paroi mais également de l'évaporation partielle de la goutte incidente. Par conséquent, η_s est à la fois fonction de K' et T^* .
- Enfin lorsque la température de la paroi est supérieure à la température de Leidenfrost du liquide ($T^* > 0$), aucun dépôt en paroi ne se produit et la différence est uniquement due à l'évaporation partielle de la goutte incidente lors de la formation de la couche de vapeur. Ce cas se rapproche fortement de celui du rebond d'une goutte, pour lequel nous disposons de la corrélation (8.12) provenant de l'étude expérimentale de Le Clercq.

A la suite de ces observations et dans l'attente de données expérimentales complémentaires, nous proposons le modèle suivant :

$$\eta_s = \eta_0(T^*) \left[1 - \left(\frac{K_s(T^*)}{K'} \right)^{\beta_0(T^*)} \right] + \eta_1(T^*) \quad (8.17)$$

Les valeurs des coefficients η_0 , η_1 et β_0 en fonction de T^* sont données par le tableau 8.4 ci-après ; la figure 8.3 traduit l'évolution du rapport entre les masses réémise et incidente η_s en fonction de K' , pour différentes valeurs de T^* .

T^*	η_0	η_1	β_0
< 0	0,75	0	1
$[0 ; 1]$	$0,75 \cdot (1 - T^*)$	$0,75 \cdot T^*$	$1 - T^*$
> 1	0	0,75	T^*

Tab. 8.4 : Valeurs des coefficients η_0 , η_1 et β_0 en fonction de T^*

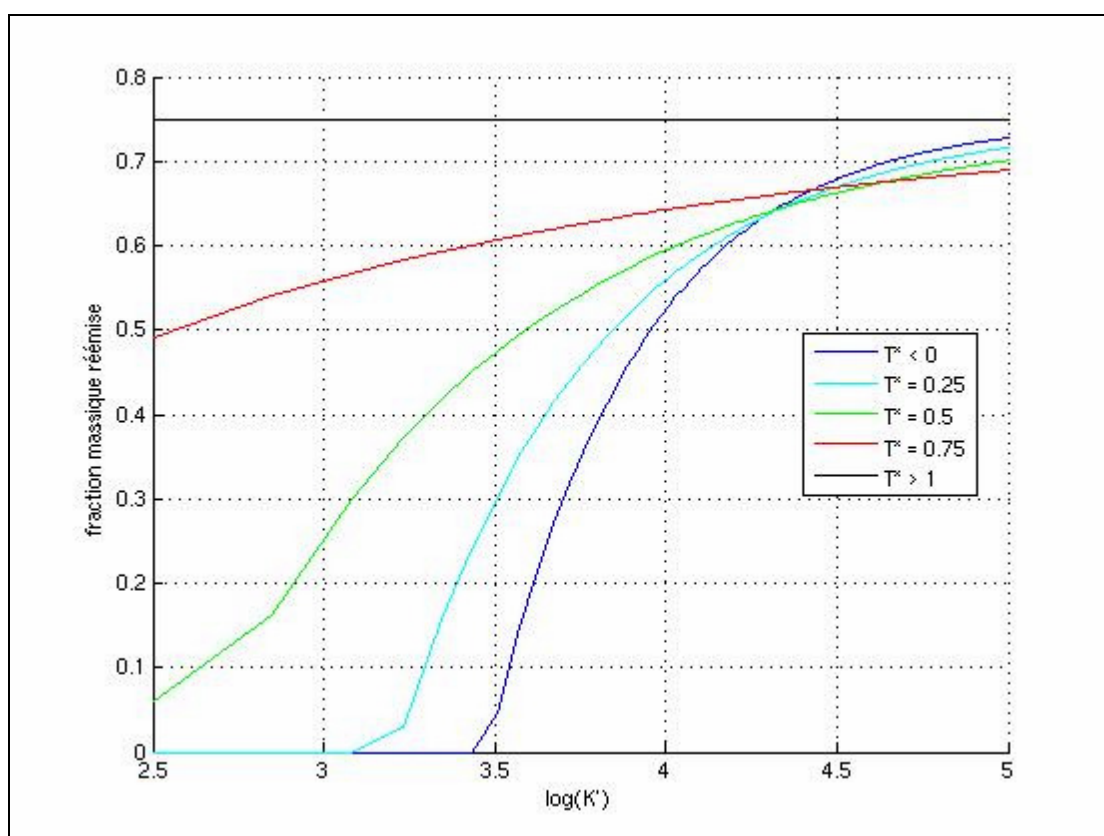


Fig. 8.3 : Évolution du pourcentage massique de gouttes réémises η_s en fonction du paramètre K' et de la température de paroi adimensionnée T^* , selon la corrélation (8.14)

La valeur maximale de η_s est fixée à 0,75, ce qui est cohérent non seulement avec le modèle de Bai et Gosman [10] pour les parois froides mais aussi avec les valeurs mesurées expérimentalement par Le Clercq dans le cas d'un impact avec une paroi chaude. De plus, l'évolution des paramètres η_0 , η_1 et β_0 en fonction de T^* permet le passage continu du cas d'une paroi froide ($T^* < 0$) à celui d'une paroi très chaude ($T^* > 1$).

Le modèle proposé ici pour la distribution de vitesses des gouttes réémises est une synthèse des corrélations établies par Stanton et Rutland [110], Mundo *et al.* [77] et Schmehl *et al.* [103]. La vitesse de la goutte incidente V_0 se décompose en une composante normale à la paroi $V_{0,n}$ et une composante tangentielle $V_{0,t}$. La vitesse des gouttes secondaires issues du splashing est constituée de trois composantes : normale $V_{s,n}$, radiale $V_{s,r}$ et tangentielle $V_{s,t}$. Les composantes radiale et tangentielle sont situées dans le plan de la paroi (cf. fig. 8.4).

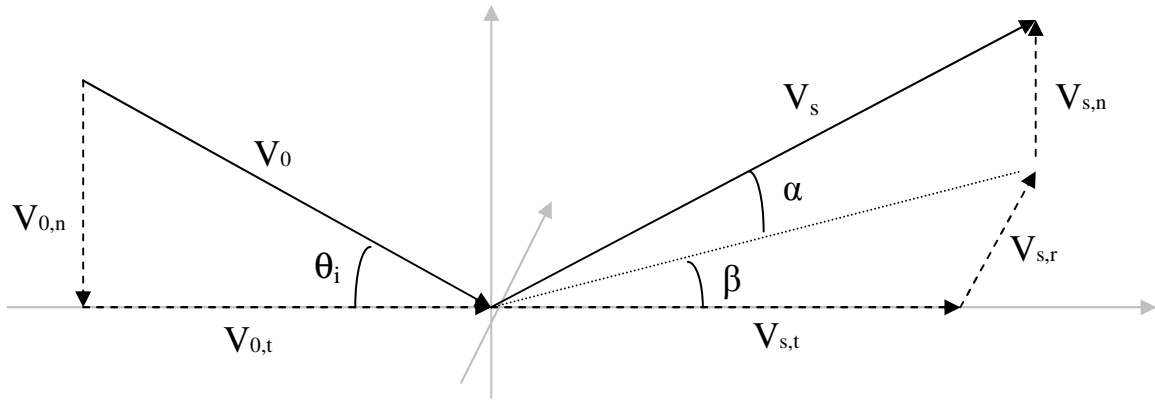


Fig. 8.4 : Définition des composantes de la vitesse des gouttes incidentes et secondaires

Le calcul de $V_{s,t}$ est basé sur un amortissement de la composante tangentielle de la vitesse [97,111], indépendamment des caractéristiques de la goutte incidente et de la paroi, il s'écrit comme suit :

$$\boxed{V_{s,t} = \frac{5}{7} \cdot V_{0,t}} \quad (8.18)$$

La somme des composantes normale et radiale définit un vecteur V_s , dont le calcul est plus complexe. La norme de V_s est d'abord déterminée selon la loi de probabilité suivante :

$$\boxed{P(x) = \frac{b}{\theta} \cdot \left(\frac{x}{\theta}\right)^b \cdot \exp\left[-\left(\frac{x}{b}\right)^b\right]} \quad (8.19)$$

avec $x = \frac{\|V_s\|}{\|V_{0,n}\|}$, $b = 0,29$ et $\theta = 0,72$

L'angle α formé par le vecteur V_s et la paroi est fixé aléatoirement entre deux valeurs limites ($10^\circ < \alpha < 25^\circ$) ; l'angle β formé entre le vecteur V_s et un axe de référence quelconque situé dans le plan de la paroi est également choisi aléatoirement entre 0 et 360° , dans le but de rendre compte de la symétrie du phénomène de splashing dans le cas d'un impact normal. On a donc les relations suivantes :

$$\boxed{V_{s,r} = \|V_s\| \cdot \cos(\alpha) \cdot \sin(\beta) \cdot e_r} \quad (8.20)$$

$$\boxed{V_{s,n} = \|V_s\| \cdot \sin(\alpha) \cdot n} \quad (8.21)$$

$$\boxed{e_r = \cos(\beta) \cdot t_1 + \sin(\beta) \cdot t_2} \quad (8.22)$$

où t_1 et t_2 forment une base orthonormée du plan tangent à la paroi au point d'impact

Comme pour le cas du rebond, les échanges de chaleur entre la paroi et les gouttes générées par le splashing sont négligeables en première approximation et la température des gouttes secondaires est la même que celle des gouttes incidentes.

8.2. Validation du modèle de splashing par des résultats provenant de la littérature

Le modèle de distribution de tailles des gouttes secondaires, générées à la suite du splashing, a été appliqué à divers résultats expérimentaux issus de la littérature, couvrant des conditions variées d'impact et de température de paroi. Le but des comparaisons présentées ici est de donner une justification du modèle que nous avons proposé.

8.2.1. Résultats expérimentaux de Richter

Les premières données expérimentales proviennent d'essais réalisés à l'université de Aachen par B. Richter [91]. Il s'agit de l'interaction d'un jet monodisperse d'isooctane avec une paroi lisse chauffée entre 408 et 544 K ($0,42 < T^* < 2,03$), pour un impact normal à la paroi. Les gouttes incidentes ont un diamètre compris entre 59 et 98 μm et une vitesse de 7,8 à 8,2 m/s, soit des nombres K' du jet incident compris entre 730 et 1400 ($2,86 < \log K' < 3,15$). Les diamètres des gouttes secondaires ont été mesurés au moyen d'un Anémomètre à Phase Doppler (PDA) dont le volume de mesure est une zone de 2,3x1,8 mm, le jet incident étant situé en bordure de cette zone d'investigation. Les gouttes secondaires sont rangées par classes de diamètres de 1 μm . Le nombre de gouttes de chaque classe est ainsi connu et il est ensuite facile de calculer la distribution volumique des gouttes secondaires, pour chaque cas testé.

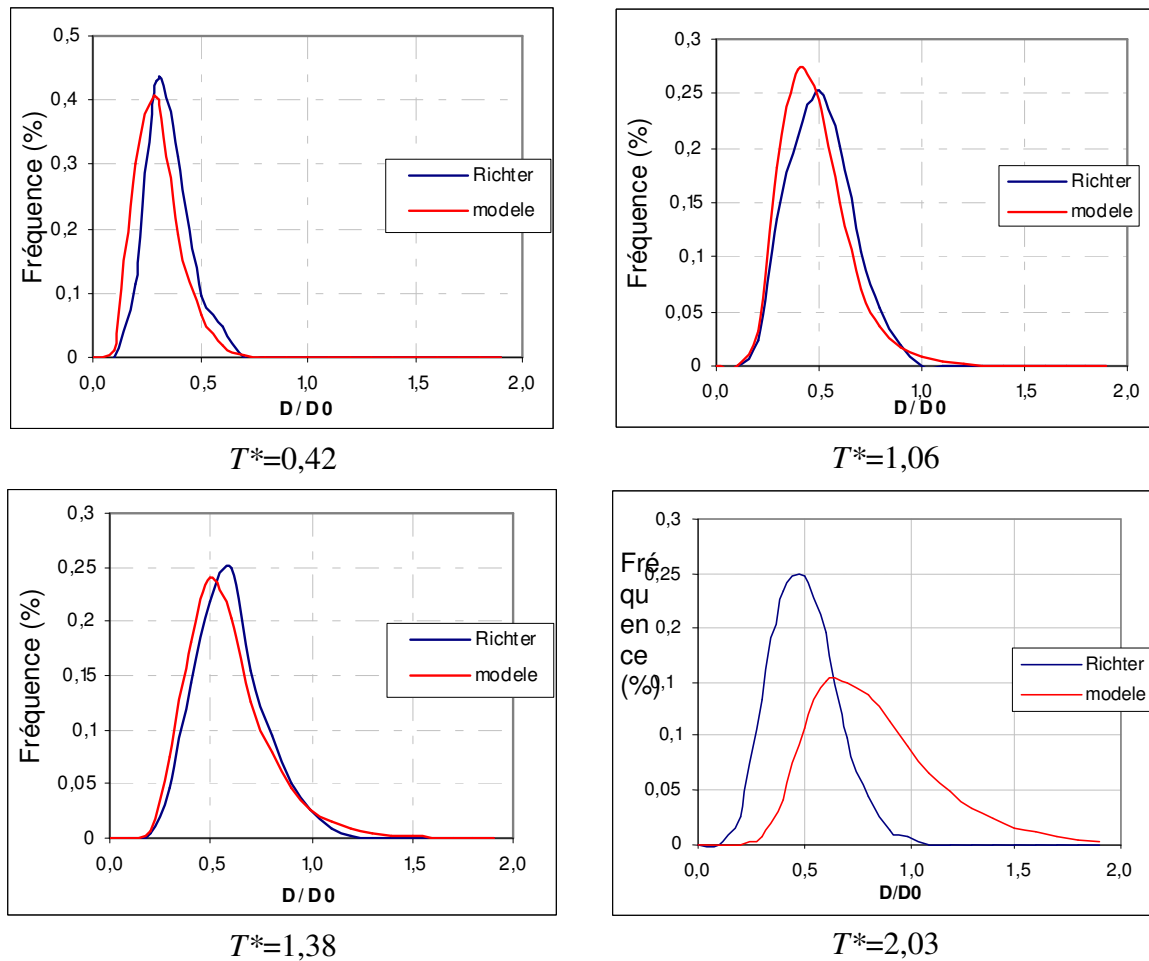


Fig. 8.5 : Comparaison des distributions volumiques des gouttes secondaires issues du splashing d'un jet incident monodisperse d'isooctane provenant de données expérimentales de Richter [91] et du modèle proposé ($\log K'=3,07$)

La figure 8.5 précédente compare les distributions en volume, la première étant calculée à l'aide de la corrélation que nous avons définie (en rouge) et la seconde provenant des données expérimentales de Richter (en bleu), pour une valeur de K' égale à 1162 ($\log K'=3,07$). Les données, fournies par Richter ou calculées à partir du modèle, ont été rangées en classe de diamètre (adimensionné par le diamètre D_0 des gouttes incidentes) d'amplitude 0,1 afin de lisser les valeurs provenant de l'expérience. Pour cette valeur de K' , les graphes montrent que le modèle est en bon accord avec l'expérience pour les trois premières valeurs de la température de paroi. En effet, les deux courbes (expérimentale et modélisée) sont très proches l'une de l'autre. En revanche, pour une forte valeur de T^* (cas $T^*=2,03$), des différences apparaissent entre le modèle et l'expérience. En comparaison avec les trois premiers cas, le modèle semble surestimer la distribution. Cependant, on peut noter que les données expérimentales semblent quelque peu sous-estimer le diamètre des gouttes secondaires. En effet, la localisation du pic ($D/D_0=0,47$) se situe à un diamètre adimensionné inférieur au cas $T^*=1,38$ ($D/D_0=0,6$), ce qui est contradictoire avec tous les essais effectués jusqu'ici puisqu'il a été montré précédemment que le diamètre des gouttes secondaires augmente avec la température de paroi. On peut donc penser que les données expérimentales

pour le cas $T^*=2,03$ sont erronées et que l'amplitude du pic calculée par le modèle pour cette valeur est satisfaisante.

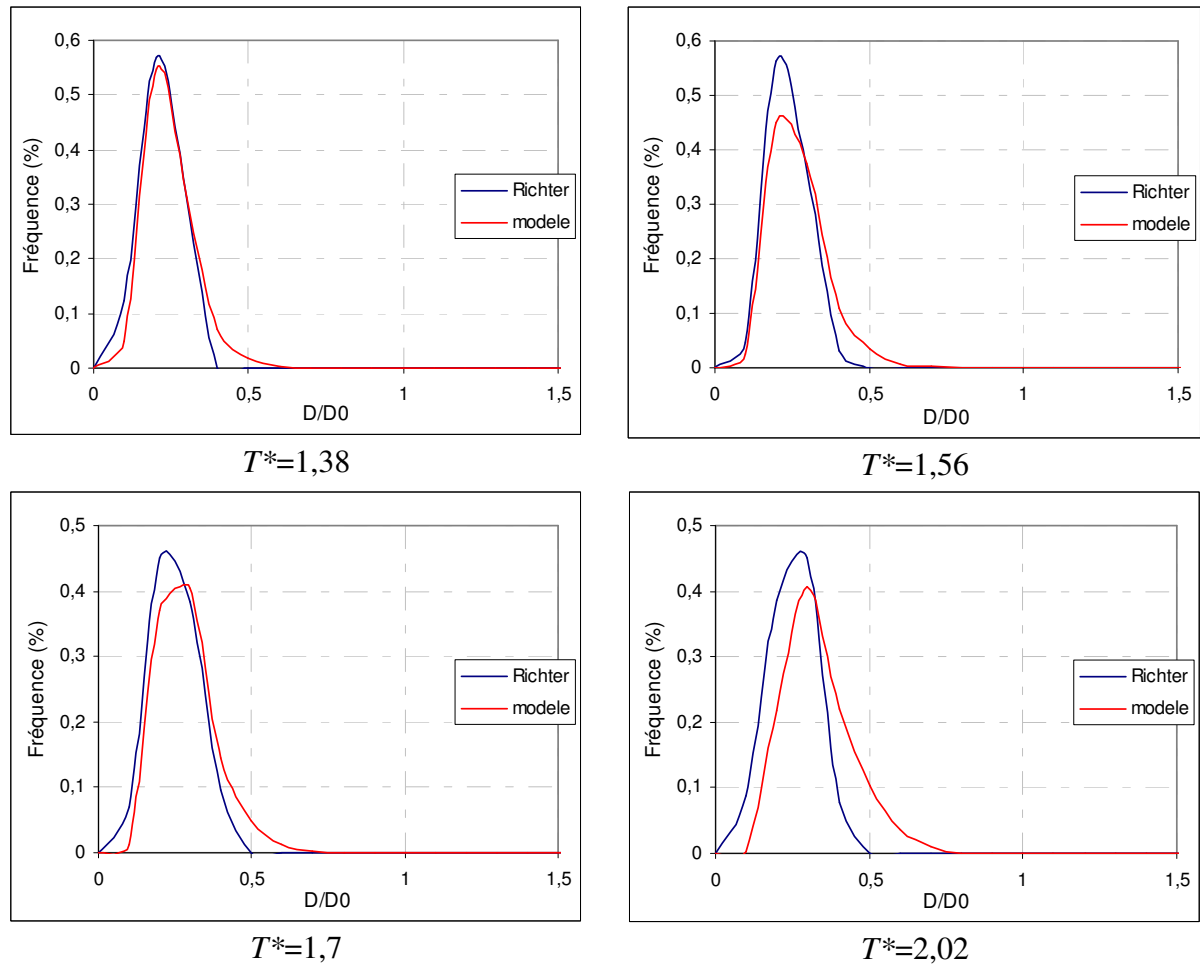


Fig. 8.6 : Comparaison des distributions en volume des gouttes secondaires issues du splashing d'un jet incident monodisperse d'isooctane provenant de données expérimentales de Richter [91] et du modèle proposé ($\log K'=3,62$)

La figure 8.6 ci-dessus confronte également les distributions en volume des gouttes secondaires, établies à partir de données expérimentales [91] et du modèle proposé, mais pour une valeur du nombre K' différente ($K' = 4187$, soit $\log K' = 3,62$). Les expériences de Richter ont été réalisées avec un jet d'isooctane dont le diamètre des gouttes incidentes est de $175 \mu\text{m}$. La valeur de K' étant élevée (ce qui exprime un impact très énergétique d'un point de vue cinétique), l'abscisse du pic traduisant les diamètres les plus représentées après l'impact n'évolue que très peu avec la température. Ceci est très bien montré par l'expérience ainsi que par le modèle pour les différentes températures de paroi testées. Pour les trois premiers cas ($1,38 < T^* < 1,7$) la courbe modélisée est très proche de la courbe expérimentale (elles se superposent pour le cas $T^*=1,38$) ; pour le cas $T^*=2,02$, le modèle surestime légèrement la taille des gouttes secondaires calculée à partir des résultats expérimentaux mais la distribution proposée reste cependant tout à fait pertinente.

L'ensemble des données expérimentales présentées dans cette section a permis de valider la corrélation définie par les équations (7.5), (7.8) et (7.9) du chapitre 7 pour une gamme de nombre K' étendue et pour des températures de paroi relativement élevées ($T^* > 1$). Les résultats suivants vont permettre de la confronter à des résultats expérimentaux obtenus pour des températures de paroi plus faibles ($T^* < 1$).

8.2.2. Résultats expérimentaux de Cossali *et al.*

Cossali *et al.* [28,29] ont mesuré la distribution volumique des gouttes secondaires générées à la suite de l'impact de gouttes d'eau de taille millimétrique sur une paroi chauffée. Dans cette expérience, la goutte incidente a une vitesse $V_0 = 2,55$ m/s et un diamètre $D_0 = 3,1$ mm dans le cas de la figure 8.7a ($\log K' = 3,52$), 3,1 m/s et 1,86 mm dans le cas de la figure 8.7b ($\log K' = 3,42$). Les parois sont chauffées respectivement à 139°C et 150°C ($T^* = 0,34$ et 0,43). La mesure des gouttes secondaires provient d'un Anémomètre à Phase Doppler (PDA). La figure 8.7 montre un bon accord entre les données expérimentales et le calcul.

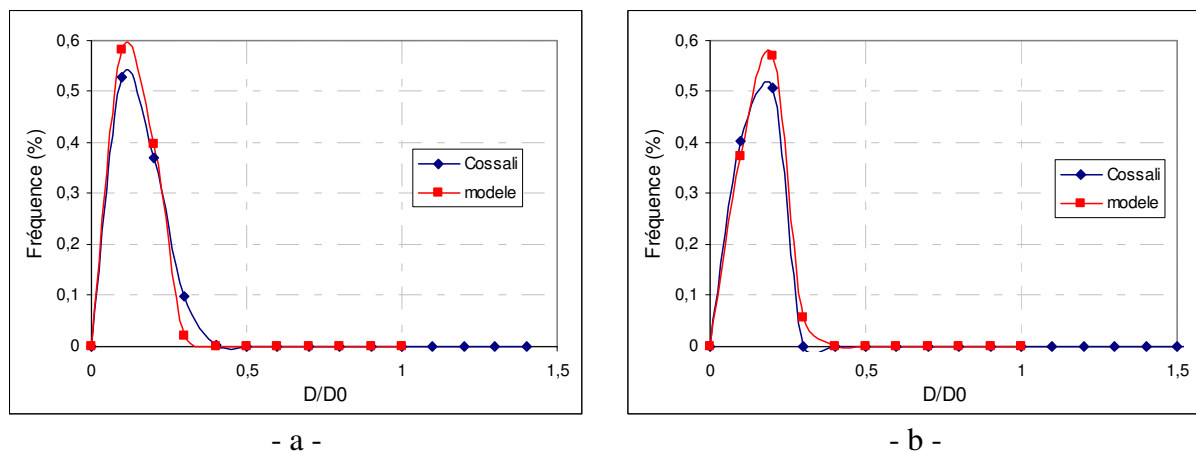


Fig. 8.7 : Comparaison des distributions en volume des gouttes secondaires issues du splashing d'une goutte d'eau provenant de données expérimentales de Cossali [28,29] et du modèle proposé

8.2.3. Récapitulatif de l'ensemble des essais

L'ensemble des essais présentés dans la section 8.2 ainsi que ceux que nous avons réalisés sont rassemblés sur la figure 8.8 ci-après. Le modèle proposé pour la distribution de taille des gouttes secondaires, dans le régime de splashing, est ainsi validé pour diverses valeurs du nombre de Walzel K' ($2,8 < \log K' < 3,65$) et une vaste gamme de températures de paroi adimensionnées : faibles pour Cossali *et al.* (T^* autour de 0,3 – 0,4), intermédiaires dans notre cas ($0,75 < T^* < 1,8$) et élevées pour Richter ($1,4 < T^* < 2,6$). Par ailleurs, les données expérimentales ont été obtenues par deux moyens de mesures distincts (Malvern et PDA) et réalisées avec trois liquides aux propriétés thermophysiques différentes (eau, éthanol, isoocétane).

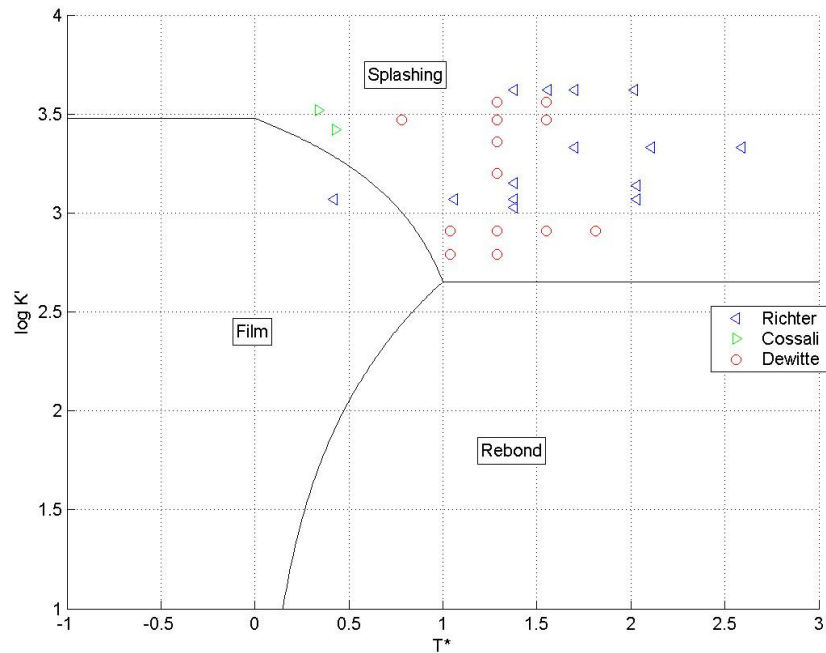


Fig. 8.8 : Récapitulatif des essais montrant un bon accord avec le modèle de distribution de taille des gouttes secondaires, dans le régime de splashing

8.3. Conclusion

Un modèle d'interaction gouttes/paroi chaude a donc été élaboré à la suite des résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de ce travail de thèse. Tout d'abord, les frontières entre les trois régimes principaux (film liquide, rebond, splashing) ont été définies en fonction du nombre de Walzel K' et de la température de paroi adimensionnée T^* . Les hypothèses d'utilisation de ce modèle sont les suivantes :

- Il s'agit d'un modèle de goutte isolée, l'interaction entre les gouttes successives étant très faible.
- Le liquide utilisé pour établir ce modèle est l'éthanol.
- Les valeurs du paramètre K' sont telles que : $1 < \log K' < 3,7$.
- La température de paroi adimensionnée T^* est comprise entre $-0,6$ et $2,1$.
- La paroi est considérée comme étant lisse et sèche.
- La pression environnante est comprise entre 1 et 4 bar.

Ensuite, pour chacun de ces régimes, des informations sur la ou les gouttes générées à la suite de l'impact sont données. Pour le rebond, il s'agit de corrélations sur le taux d'évaporation, le diamètre, la vitesse tangentielle et le nombre de Weber de la goutte après son impact sur la paroi. Pour le splashing, une loi de distribution de tailles des gouttes secondaires en fonction de K' et T^* est proposée. C'est la première fois, à notre connaissance, que la température de la paroi est intégrée dans ces corrélations. Par ailleurs, des lois concernant la fraction massique de gouttes réémises ainsi que la vitesse de ces gouttes permettent également de compléter les informations disponibles sur les gouttes secondaires.

Cinquième partie

CONCLUSION GENERALE

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Cette thèse, financée par l'ADEME et menée au Centre de Toulouse de l'ONERA/DMAE, s'inscrit dans le cadre général de l'optimisation du fonctionnement des chambres de combustion, par l'élévation de leur rendement et la réduction du niveau de leurs émissions polluantes.

Les travaux entrepris avaient pour objectif l'amélioration de la compréhension des phénomènes régissant les interactions gouttes/paroi chaude et la modélisation des différents régimes observés.

Au terme de cette étude, les principaux résultats à retenir sont les suivants.

Une classification des trois principaux régimes d'interaction gouttes/paroi (film liquide, rebond, *splashing*) a été établie empiriquement, en fonction de la température adimensionnée de la paroi T^* et des caractéristiques du jet incident, regroupées à l'intérieur du nombre sans dimension K' , appelé nombre de Mundo. Cette classification permet de connaître le résultat de l'impact d'un jet monodisperse de gouttes avec une paroi chaude et lisse, pour des conditions d'impact et de températures de paroi rencontrées à l'intérieur des chambres de combustion.

Une étude détaillée du régime de *splashing* a ensuite été réalisée. De nombreux essais ont été conduits dans le but de déterminer une corrélation donnant la distribution de tailles des gouttes secondaires générées par le *splashing* en fonction des caractéristiques du jet incident. Le principal apport de ce travail réside dans le fait que la température de la paroi est prise en compte dans cette corrélation, paramètre qui à notre connaissance n'avait jamais été intégré dans la prévision de la taille des gouttes secondaires.

Enfin, la corrélation ainsi établie a alors été validée par divers résultats expérimentaux provenant de la littérature. Les conditions expérimentales de ces essais ainsi que de ceux effectués pendant ce travail de thèse comprennent différents moyens de mesures des gouttes secondaires (granulomètre Malvern, Anémomètre à Phase Doppler et imagerie), divers liquides (éthanol, iso-octane, eau) et une gamme étendue de températures de paroi et de conditions d'impact.

Les perspectives qui peuvent faire suite à ces travaux concernent différents axes d'étude.

Dans un premier temps, le modèle d'interaction gouttes/paroi proposé dans le chapitre 8 doit être intégré à un code de calcul de l'ONERA, CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques

Réactifs pour l'Energétique). Ce code a pour objet la simulation numérique de systèmes complexes qui sont le siège de phénomènes physiques variés : écoulement gazeux réactif, écoulement diphasique, échanges de chaleur par conduction dans les parois, rayonnement thermique.

Ensuite, l'influence de différents paramètres évoqués dans ce travail doit être approfondie, afin de les prendre en compte dans les futures corrélations. Il s'agit principalement de la rugosité de la paroi et du débit de liquide arrivant sur la paroi.

De même, l'investigation expérimentale mériterait d'être poursuivie pour des valeurs du nombre de Walzel K' encore plus élevées. En effet, les conditions d'impact des essais réalisés dans le cadre de ce travail de thèse couvrent une partie des conditions rencontrées dans les chambres de combustion ; des essais complémentaires permettraient d'explorer l'ensemble de la gamme des nombres K' mis en jeu dans ces chambres. Pour cela, un système de génération autorisant des vitesses incidentes encore plus élevées est nécessaire (de l'ordre de 80 à 100 m/s).

Enfin, l'étude de l'effet de la pression sur les frontières entre les régimes et sur la granulométrie des gouttes secondaires (dans le régime de splashing) doit être poursuivie pour des valeurs de la pression ambiante supérieures à 4 bar, tout en maintenant la monodispersité du jet incident.

Sixième partie

ANNEXES

Annexe A

DESCRIPTION DES MODELES D'IMPACT DE GOUTTE ISOLEE

Les notations utilisées dans ce qui suit pour les gouttes issues du rebond et du splashing sont définies sur les figures A.1 et A.2 ci-dessous :

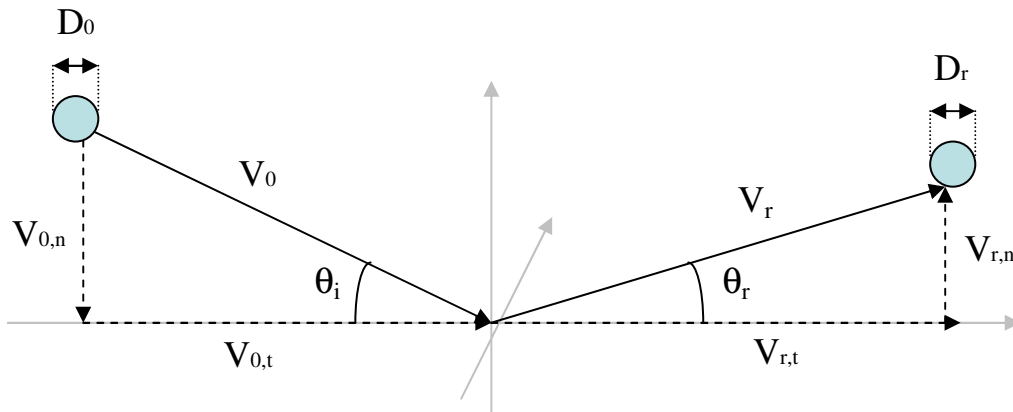


Fig. A.1 : Notations utilisées pour le régime de rebond

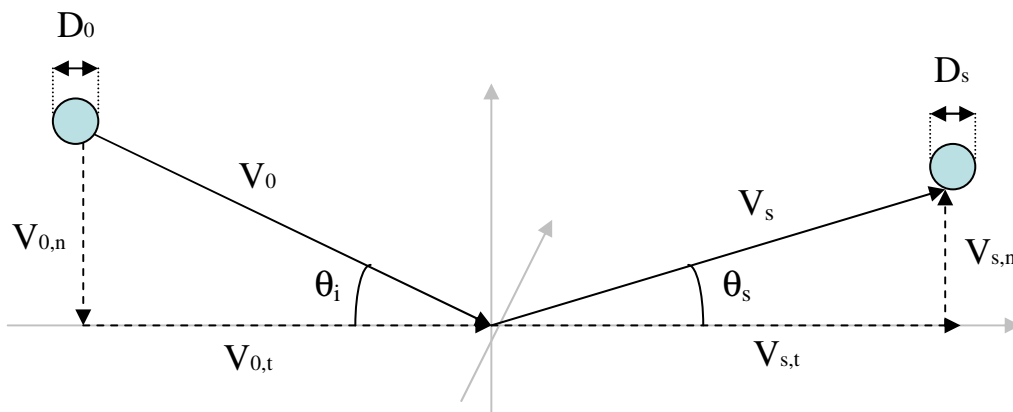


Fig. A.2 : Notations utilisées pour le régime de splashing

A.1. Modèle de Bai et Gosman

Le modèle de Bai et Gosman [10] est valable pour des parois sèches et mouillées ; il a été construit à partir de données expérimentales et est basé sur le principe de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Les paramètres d'entrée du modèle sont les nombres de Weber et de Laplace ($La = \rho \sigma D_0 / \mu^2$), la composante normale $V_{0,n}$ de la vitesse ainsi que le diamètre D_0 des gouttes incidentes. La température de paroi est considérée comme étant inférieure à la température d'ébullition du liquide.

Les régimes d'impact possibles en sortie sont le rebond, le dépôt et le splashing pour les parois mouillées, le dépôt et le splashing pour les parois sèches. Les transitions entre ces régimes sont définies d'après deux sources différentes : Stow et Hadfield [111] pour la limite dépôt/splashing (parois sèches et mouillées), Jayaratne et Mason [52] pour la limite du rebond/dépôt. Les critères de transition entre ces régimes sont donnés dans le tableau A.1 ci-dessous :

État de la paroi	Rebond/dépôt	Dépôt/splashing
Sèche	-	$We_c = A.La^{-0.18}$
Mouillée	$We_c = 5$	$We_c = 1320.La^{-0.18}$

Tab. A.1 : Valeurs critiques du nombre de Weber donnant la transition entre les différents régimes

La valeur du coefficient A est une fonction décroissante de la rugosité de surface ; ses valeurs sont données dans [10]. Notons que dans le cas d'une paroi mouillée, l'épaisseur du film liquide n'est pas prise en considération.

- **Dépôt**

L'ensemble des gouttes arrivant sur la paroi coalesce et forme un film liquide.

- **Rebond**

Les composantes normale $V_{r,n}$ et tangentielle $V_{r,t}$ de la vitesse de la goutte réfléchie sont définies comme suit :

$$V_{r,n} = \frac{5}{7} \cdot V_{0,n} \quad (\text{A.1})$$

$$V_{r,t} = -e \cdot V_{0,t} \quad (\text{A.2})$$

La quantité e est un coefficient de restitution, défini par Grant & Tabakoff [44], et fonction de l'angle incident θ_i (en radian) :

$$e = 0.993 - 1.76\theta_i + 1.56\theta_i^2 - 0.49\theta_i^3 \quad (\text{A.3})$$

- **Splashing**

Le rapport de masse η_s entre les gouttes secondaires et la goutte incidente est choisi aléatoirement et indépendamment des conditions dynamiques de l'impact ($\eta_s=0,2+F.r_1$ avec $F=0,6$ pour les parois sèches et $0,9$ pour les parois mouillées, r_1 étant un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1).

Selon le modèle BG, une goutte incidente qui éclate sur la paroi se sépare en deux paquets de masse identique (m_1 et m_2), chacun constitué de gouttes dont les diamètres (D_1 et D_2) et vitesses (V_1 et V_2) sont différents. Le nombre de gouttes contenues dans chacun des paquets (N_1 et N_2) s'appuie sur la conservation de la masse selon (A.4) et le nombre total de gouttes secondaires ($N = N_1 + N_2$) est défini à partir du nombre de Weber We de la goutte incidente et du nombre de Weber critique We_c pour lequel la transition dépôt/splashing s'opère :

$$N_1 D_1^3 + N_2 D_2^3 = \eta_s D_0^3 \quad (\text{A.4})$$

$$N = 5 \left(\frac{We}{We_c} - 1 \right) \quad (\text{A.5})$$

Enfin, les composantes normales $V_{s,n}$ et tangentielles $V_{s,t}$ de la vitesse des gouttes secondaires ainsi que l'angle formé par le vecteur V_s et la paroi sont déterminés à partir de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

A.2. Modèle de Park et Watkins

Le modèle PW [84] est valable pour des parois sèches. Sa construction s'appuie sur des données expérimentales. Les paramètres d'entrée sont le nombre de Weber, le diamètre D_0 et les composantes $V_{0,n}$ et $V_{0,t}$ de la goutte incidente. La température de la paroi doit être inférieure à la température d'ébullition du liquide.

La limite entre le rebond et le splashing provient des travaux expérimentaux de Wachters et Westerling [116] et se situe pour un nombre de Weber critique de 80.

- **Rebond**

Le nombre de Weber We_r de la goutte réfléchie est calculé en fonction du nombre de Weber incident We_0 , selon une courbe expérimentale réalisée par Wachters & Westerling [116]. Le diamètre de la goutte est supposé rester le même avant et après impact, tout comme la vitesse tangentielle de la goutte. D'après ces hypothèses, la vitesse normale $V_{r,n}$ est calculée selon (A.6) :

$$V_{r,n} = - \left(\frac{We_r}{We_0} \right)^{0.5} \cdot V_{0,n} \quad (\text{A.6})$$

- **Splashing**

Le nombre de gouttes créées à la suite de l'éclatement d'une goutte sur la paroi est donné par l'équation (A.7) suivante, provenant de résultats expérimentaux de Naber & Farrell [78].

$$N = 0.187.We_0 - 14 \quad (A.7)$$

Le modèle PW considérant que la totalité de la masse arrivant sur la paroi est réémise, l'hypothèse de conservation de la masse avant et après impact permet de calculer le diamètre des gouttes secondaires D_s , selon (A.8).

$$D_s = \frac{D_0}{N^{-0.333}} \quad (A.8)$$

La composante normale de la vitesse des gouttes secondaires $V_{s,n}$ est obtenue grâce à un lissage des données expérimentales de Wachters & Westerling [116] et à l'hypothèse que le nombre de Weber des gouttes secondaires est égal à 1 [84]. La composante normale de la vitesse s'écrit alors :

$$V_{s,n} = -\left(\frac{\sigma We_s}{\rho D_s}\right) \quad (A.9)$$

La composante tangentielle de la vitesse $V_{s,t}$ est calculée à partir de la vitesse de propagation des bords de la goutte, avant son éclatement [84].

A.3. Modèle de Stanton et Rutland

Le modèle SR [110] est un modèle d'impact de gouttes sur paroi froide et sèche. Il est basé sur le principe de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Les paramètres d'entrée sont le diamètre et la vitesse des gouttes incidentes, le nombre de Weber incident ainsi que la fréquence d'impact des gouttes f . Les régimes possibles proposés par le modèle sont le dépôt, le rebond, l'étalement et le splashing.

Le critère de transition entre les régimes est déterminé à partir des données expérimentales de Rodriguez & Mesler [97] et Stow & Hadfield [111] (tab. A.2).

Adhérence	Rebond	Dépôt	Splashing
$We < 5$	$5 < We < 10$	$10 < We < 324D_0 \left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^{0.5} v^{0.25} f^{0.75}$	$We > 324D_0 \left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^{0.5} v^{0.25} f^{0.75}$

Tab. A.2 : Valeurs critiques du nombre de Weber donnant la transition entre les différents régimes

- **Rebond**

Les valeurs de la vitesse tangentielle et normale de la goutte réfléchiée sont calculées de la même manière que dans le modèle BG et son diamètre reste le même avant et après l'impact.

- **Splashing**

Le calcul des principales caractéristiques des gouttes secondaires (proportion de masse réémise, diamètre, vitesse et angle d'éjection) est basé sur des résultats expérimentaux de [75] et [125]. Tout d'abord, la fraction massique réémise η_s est calculée à partir d'une vitesse d'impact sans dimension u (A.10), elle est donnée par (A.11) :

$$u = V_0 \left(\frac{\rho}{\sigma} \right)^{0.25} \nu^{-0.125} f^{-0.375} \quad (\text{A.10})$$

$$\eta_s = 27.2 + 3.15u - 0.116u^2 + 0.0014u^3 \quad (\text{A.11})$$

où ρ , σ et ν sont respectivement la densité, la tension de surface et la viscosité cinématique du liquide constituant la goutte.

L'angle d'éjection θ_s (en radian) des gouttes est défini en fonction de l'angle incident θ_i selon (A.12) :

$$\theta_s = 24.6 - 0.266 \cdot \theta_i \quad (\text{A.12})$$

Enfin, les diamètres, vitesses tangentielles et normales des gouttes secondaires sont choisies aléatoirement et définies grâce à un échantillonnage de distributions de Weibull. Les coefficients de la PDF en diamètre dépendent du nombre de Weber, ceux de la PDF en vitesse de l'angle incident. La vitesse normale à la paroi des gouttes résultant de l'impact est corrigée par la suite dans le but de conserver ce que l'on pourrait appeler une « énergie disponible », qui est la somme des énergies cinétique et de surface avant impact moins l'énergie cinétique minimum nécessaire pour que le régime de splashing ait lieu.

A.4. Modèle de Samenfink

Ce modèle [100] a été développé en 1997 à partir de données expérimentales collectées à l'université de Karlsruhe, réalisées à l'aide d'un Anémomètre à Phase Doppler (PDA) 2D. Une chaîne de gouttes monodisperses entre en collision avec un film liquide dont la surface libre ondule. L'ondulation de ce film est principalement due à un écoulement cisailé (avec une vitesse d'air allant jusqu'à 30 m/s).

Deux régimes sont intégrés dans ce modèle : dépôt et splashing. Le rebond quant à lui n'est pas pris en considération. Bien que l'ondulation du film liquide soit mesurée dans les données expérimentales, elle n'est pas représentée dans le modèle. Les paramètres d'entrée sont les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge, l'épaisseur du film adimensionnée δ_f et l'angle incident θ_i . Ce modèle n'est bien entendu valable que pour des surfaces mouillées.

La transition entre le dépôt et le splashing est définie par un nombre de Reynolds critique (A.13), dépendant du nombre d'Ohnesorge des gouttes incidentes et d'un paramètre δ_{ref} , lui-même fonction de l'épaisseur de film adimensionnée δ_f (A.14) :

$$Re_c = 38.1 \frac{Oh^{-0.8378}}{\delta_{ref}} \quad (A.13)$$

$$\delta_{ref} = 1 + 0.39\delta_f - 0.008\delta_f^2 \quad (A.14)$$

- **Splashing**

Les grandeurs caractérisant les gouttes secondaires (nombre de gouttes, masse réémise, diamètre, vitesses tangentielle et normale) sont déterminées à l'aide de fonctions empiriques des paramètres incidents (Oh , Re , δ_f , D_0 , V_0 , θ_i) [100].

A.5. Modèle de Mundo

Le modèle de Mundo [75] est construit sur la base de mesures PDA de vitesse et diamètre de gouttes secondaires après impact sur un disque d'aluminium rotatif, froid et sec. La rotation du disque est indispensable pour éviter les interférences entre les impacts successifs. Comme pour le modèle S, seuls le dépôt et le splashing sont intégrés dans celui de Mundo. La transition entre le dépôt et le splashing est déterminée par une valeur critique du nombre de Walzel K' établie à 657.

Pour le splashing, le nombre de gouttes secondaires générées après l'impact est calculé en fonction du nombre de Walzel selon (A.15), le diamètre D_s de ces gouttes en fonction du diamètre incident D_0 et de K' (A.16). La masse de liquide réémise m_s est ainsi déduite de ces deux valeurs (A.17). Enfin, les composantes $V_{s,n}$ et $V_{s,t}$ de la vitesse sont calculées à partir de D_0 , D_s , $V_{0,n}$ et $V_{0,t}$ (A.18 et A.19)

$$N = \min\left[1000, \max\left(1; 1,676 \cdot 10^{-5} K'^{1,587}\right)\right] \quad (A.15)$$

$$\frac{D_s}{D_0} = \min\left[1; 8,72 \cdot \exp\left(-0,0281 \cdot K'^{0,625}\right)\right] \quad (A.16)$$

$$m_s = N \frac{\pi}{6} \rho D_s^3 \quad (A.17)$$

$$V_{s,n} = \left[0,249 + 2,959 \cdot \frac{D_s}{D_0} - 7,794 \left(\frac{D_s}{D_0}\right)^2 \right] \cdot V_{0,n} \quad (A.18)$$

$$V_{s,t} = \left[1,337 - 1,318 \cdot \frac{D_s}{D_0} + 2,339 \cdot \left(\frac{D_s}{D_0}\right)^2 \right] \cdot V_{0,t} \quad (A.19)$$

A.6. Modèle de Marengo et Tropea

Ce modèle [70] est dérivé de mesures PDA de gouttes résultant de l'impact de gouttes d'eau sur un film uniforme ($\delta < 2$) en mouvement, il s'agit donc d'un modèle d'impact sur paroi mouillée. Les régimes possibles sont le dépôt, le rebond et le splashing.

L'angle incident est pris en compte uniquement dans le cas du rebond [114]. Pour un angle incident supérieur à 20° , il n'a aucune influence sur les résultats.

Annexe B

EQUATIONS REGISSANT LE FONCTIONNEMENT D'UN INJECTEUR MONODISPERSE

La conservation de la masse lie le débit liquide à la fréquence du jet et au diamètre des gouttes. On en déduit ainsi une expression du diamètre des gouttes en fonction des paramètres de contrôle :

$$D_0 = \sqrt[3]{\frac{6.Q_l}{\pi.f}} \quad (\text{B.1})$$

Le débit liquide est également défini à partir de la vitesse du jet en sortie d'injecteur. En négligeant le transfert de quantité de mouvement du mode de translation au mode oscillatoire au cours du processus de désintégration du jet, la vitesse initiale de la goutte V_g peut être considérée comme égale à la vitesse d'injection V_{inj} :

$$V_0 = V_{inj} = \frac{4.Q_l}{\pi.D_{dia}^2} \quad (\text{B.2})$$

La distance entre deux gouttes successives D_{2G} s'exprime ainsi :

$$D_{2G} = \frac{V_0}{f} \quad (\text{B.3})$$

La longueur d'onde correspondant à la désintégration optimale dans la plage de monodispersité du jet, définie par la théorie de Rayleigh, est :

$$\lambda_{opt} = 4,51.D_{dia} \quad (\text{B.4})$$

De même, la fréquence optimale pour laquelle le jet a sa plus longue structure cohérente en fonction de la taille du diaphragme de sortie et du débit d'injection est :

$$f_{opt} = 0,198.\frac{V_{inj}}{D_{dia}} \quad (\text{B.5})$$

Enfin, le diamètre de la goutte correspondant à la longueur d'onde optimale est alors :

$$D_0 = 1,9.D_{dia} \quad (\text{B.6})$$

En conclusion, le diamètre des gouttes dépend essentiellement du diamètre de l'orifice de l'injecteur (la taille des gouttes est environ le double de celle de l'injecteur) et peut être légèrement modifié en faisant varier la fréquence d'excitation de la céramique. De plus, la vitesse initiale de la goutte dépend principalement du débit et de la fréquence d'excitation optimale.

Références bibliographiques

- [1] *Bilan 2001 des changements climatiques : les éléments scientifiques*, rapport du groupe de travail I du GIEC, Intergovernmental Panel on Climate Change, 2001.
- [2] *European project on droplet-wall interaction phenomena of relevance to direct injection gasoline engines*, Final Report, Energy project NNE5-1999-20015 DWDIE within Framework Program 5, Contract ENK6-CT2000-00051, 2003.
- [3] *FIRE Software and Manual, Version 7.3.*, AVL List GmbH, Graz, 2001.
- [4] Unité de recherche climatique, University of East Anglia and Hadley Centre, The Met Office, Grande-Bretagne, 2004.
- [5] <http://www.concawe.be/Content/Default.asp?PageID=75>
- [6] <http://www.malverninstruments.fr/labFre/products/spraytec/spraytec.htm>
- [7] ACEA, *ACEA's CO₂ Commitments*, Brochure, Association des Constructeurs Européens d'Automobiles, 2002.
- [8] M. Al-Roub, & P.V. Farrell, *Atomization of thin liquid films by droplet impact*, *Atomization and Sprays*, vol. 7, No. 5, pp. 531-547, 1997.
- [9] C. Amiel, *Application de techniques optiques à l'étude du comportement dynamique et thermique de gouttes en interaction avec une paroi chauffée*, Ph.D. thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2002.
- [10] C. Bai, & A.D. Gosman, *Development of methodology for spray impingement situation*, SAE Paper 950283, 1995.
- [11] C. Bai, & A.D. Gosman, *Mathematical modelling of wall films formed by impinging sprays*, SAE Paper 960626, 1996.
- [12] K.J. Baumeister, & T.D. Hamill, *Creeping flow solution of the Leidenfrost phenomenon*, NASA TND 3133, 1965.
- [13] K.J. Baumeister, & J.J. Simon, *Leidenfrost temperature – its correlation for liquid metals, cryogenes, hydrocarbons and water*, *Trans. ASME J. of Heat Transfer*, vol. 95, pp. 166-173, 1973.

- [14] K.J. Baumeister, F.F. Simon, and R.E. Henry, *Role of the surface in the measurement of the Leidenfrost temperature*, Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer, ASME, pp. 91-101, 1970.
- [15] P. Béard, *Modélisation lagrangienne de la dispersion et de l'évaporation de gouttes dans un écoulement turbulent instationnaire*, Ph.D. thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1994.
- [16] R.N. Berglund, & B.Y.H. Liu, *Generation of monodisperse aerosol standards*, Environ. Sci. Technol., vol. 7, pp. 147-153, 1973.
- [17] J.D. Bernardin, & I. Mudawar, *An experimental investigation into the relationship between temperature-time history and surface roughness in the spray quenching of aluminium parts*, ASME J. of Engineering Materials and Technology, vol. 118, No. 1, pp. 127-134, 1996.
- [18] J.D. Bernardin, I. Mudawar, C.B. Walsh, & E.I. Franses, *Contact angle temperature dependence for water droplets on practical aluminium surfaces*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 40, No. 5, pp. 1017-1033, 1997.
- [19] J.D. Bernardin, C.J. Stebbins, & I. Mudawar, *Effects of surface roughness on water droplet impact history and heat transfer regimes*, Int. J. of Heat & Mass Transfer, vol. 40, No. 1, pp. 73-88, 1996.
- [20] D. Bissières, *Modélisation du comportement de la phase liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs*, Ph.D. thesis, École Centrale Paris, 1997.
- [21] G. Brant Foote, *The water rebound problem: dynamic of collision*, J. of the Atmospheric Sciences, vol. 32, 1974.
- [22] K.J. Cha, K.I. Se, & D.J. Kim, *Effect of pressure ratio on the growth characteristics of impinging diesel sprays*, Proc. of ICLASS-97, 1997.
- [23] J.S. Chin, & A.H. Lefebvre, *Steady-state evaporation characteristics of hydrocarbon fuel drops*, AIAA J., vol. 21, pp. 1437-1443, 1983.
- [24] D.S. Choi, S.C. Wang, & D.J. Kim, *Effects of ambient temperature and pressure on vaporising sprays from a high-pressure swirl injector*, Proc. of ILASS-Asia '99, 1999.
- [25] A. Christ, *Personal communication*, Robert Bosch GmbH, 2002.
- [26] R. Comolet, *Mécanique expérimentale des fluides*, 4^{ème} édition, tome II, Masson, 1994.
- [27] G.E. Cossali, A. Coghe, & M. Marengo, *The impact of a single drop on a wetted surface*, Experiments in Fluids, vol. 22, pp. 463-472, 1997.
- [28] G.E. Cossali, M. Marengo, & M. Santini, *Drop array impacts on heated surfaces: secondary atomization characteristics*, Proc. 19th ILASS Europe, Nottingham, 2004.

- [29] G.E. Cossali, M. Marengo, & M. Santini, *Secondary atomisation produced by single drop vertical impacts onto heated surfaces*, Exp. Thermal & Fluid Sciences, vol. 29, pp. 937-946, 2005.
- [30] T. Daubert, & R. Danner, *Physical and thermodynamical properties of pure chemicals*, Hemisphere Publ. Co., New York, 1995.
- [31] J. Dechoz, *Influence de la pression sur la tension superficielle des alcanes et des carburants : mesures et modélisation*, Ph.D. thesis, CORIA/Université de Rouen, 2002.
- [32] P. Dell'Aversana, J.R. Banavar, & J. Koplik, *Suppression of coalescence by shear and temperature gradient*, Phys. Fluids, vol. 8, pp. 15-28, 1996.
- [33] M. Deneux, *Rapport sur l'évaluation de l'ampleur des changements climatiques, de leurs causes et de leur impact prévisible sur la géographie de la France à l'horizon 2025, 2050 et 2100*, rapport d'information 224, tome I, Office Parlementaire d'Evaluation des Choix Scientifiques et Technologiques, 2001.
- [34] J. Dewitte, *Impact de gouttes sur paroi chaude – influence de la pression*, rapport de DEA, ONERA Toulouse, 2002.
- [35] J.E. Eckhause, & R.D. Reitz, *Modelling heat transfer to impinging fuel sprays in direct-injection engines*, Atomization and Sprays, vol. 5, pp. 213-242, 1995.
- [36] G.S. Emmerson, *The effect of pressure and surface materials on the Leidenfrost point of discrete drops of water*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 18, No. 3, pp. 381-386, 1975.
- [37] G.M. Faeth, *Current status of droplet and liquid combustion*, Prog. Energy Combustion Sciences, vol. 5, pp. 149-182, 1979.
- [38] N. Frössling, *Über die Verdunstung fallender Tropfen*, Gerlands Beitrage zur Geophysik, vol. 52, pp. 170-216, 1938.
- [39] W.I. Geldorp, R. Rioboo, S. Jakirlić, S. Muzaferija & C. Tropea, *Numerical and experimental drop impact on solid dry surfaces*, Proc. 8th ICLASS-2000, Pasadena (USA), 2000.
- [40] H. Ghadiri, *Raindrop impact, soil splash and cratering*, Ph.D. thesis, University of Reding, 1978.
- [41] S. Giroud-Garapon, *Étude du comportement d'un film liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs et/ou turboréacteurs*, Ph.D. thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2003.
- [42] M.A. Goldshtik, V.M. Khanin, & V.G. Ligai, *A liquid drop on an air cushion as an analogue of Leidenfrost boiling*, J. of Fluid Mech., vol. 166, pp. 1-20, 1986.

- [43] B.S. Gottfried, C.J. Lee, & K.J. Bell, *The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 1167-1187, 1966.
- [44] G. Grant, & W. Tabakoff, *Erosion prediction in turbomachinery resulting from environmental solid particles*, J. of Aircraft, vol. 12, No. 5, pp. 471-478, 1975.
- [45] R.O. Grover, & D.N. Assanis, *A critical analysis of splash criteria for SIDI spray impingement*, Proc. 15th ILASS Americas, Madison (USA), 2002.
- [46] D. Gueyffier, & S. Zaleski, *Formation de digitations lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide*, C. R. Acad. Sci. Paris IIb, vol. 326, pp. 839-844, 1998.
- [47] C. Habchi, H. Foucart, & T. Baritaud, *Influence of the wall temperature on the mixture preparation in DI gasoline engines*, Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP, vol. 54, No. 2, pp. 211-222, 1999.
- [48] P.V. Hobbs & T. Osheroff, *Splashing of drops on shallow liquids*, Science, vol. 158, pp. 1184-1186, 1967.
- [49] S. Hohmann, P. Mattes, U. Renz, A. Schneemann, & R. Wirth, *Measurements of droplet size and velocity in a DI-diesel spray impinging on a wall*, Proc. of ILASS-Europe '97, 1997.
- [50] C.J. Hoogendorn, & R. Den Hond, *Leidenfrost temperature and heat transfer coefficients for water sprays impinging on a hot surface*, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo (Japan), 1974.
- [51] J. Hörter, *Development of a fundamental experiment to study the impact of monodisperse droplets on thin liquid films*, Diplomarbeit, ONERA Toulouse, 1996.
- [52] O.W., Jayaratne, & B.J. Mason, *The coalescence in bouncing of water drops at an air/water interface*, Proc. R. Soc. London, vol. A280, p. 545-565, 1964.
- [53] C. Josserand, & S. Zaleski, *Droplet splashing on a thin liquid film*, Phys. of Fluids, vol. 15, No. 6, pp. 1650-1657, 2003.
- [54] G.E. Kendall, *Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow*, Ph.D. thesis, University of California, Berkeley, USA, 1978.
- [55] I.A. Kopchikov, G.I. Voronin, T.A. Kolach, D.A. Labuntsov, & P.D. Lebedev, *Liquid film boiling in a thin film*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 12, pp.791-796, 1969.
- [56] K.K. Kuo, *Principles of combustion*, John Wiley & sons, 1986.
- [57] G. Lavergne, & B. Platet, *Étude de l'impact de gouttes sur une paroi chauffante*, Rapport final N01/240, CERT/DERMES, 1991.

- [58] P. Le Clercq, *Contribution à l'étude expérimentale et théorique des interactions gouttes/paroi*, Ph.D. thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2000.
- [59] P. Le Clercq, C. Amiel, & O. Ravel, *Droplet wall interaction in spheroidal regime*, Album of Visualization, pp. 17-19, 2000.
- [60] C.S. Lee, M.S. Chon, M.K. Kim, & S.C. Choi, *Effect of injection pressure on spray characteristics of high-pressure gasoline injector*, Proc. of ILASS-Asia '99, 1999.
- [61] J.G. Leidenfrost, *De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus*, Duisburg, 1756 (réimprimé dans Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 9, p. 1153, 1966).
- [62] J.G. Leidenfrost, *On the fixation of water in diverse fire*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 1153-1166, 1966.
- [63] Z. Levin, & P.V. Hobbs, *Splashing of water drops on solid and wetted surfaces: hydrodynamics and charge separation*, Phil. R. Soc. London, vol. A269, pp. 555-585, 1971.
- [64] J.W. Li, Y. Huang, T.F. Alger, R.D. Matthews, M.J. Hall, R.H. Stanglmaier, C.E. Roberts, W. Dai & R.W. Anderson, *Liquid fuel impingement on in-cylinder surfaces as a source of hydrocarbon emissions from direct injection gasoline engines*, ASME Paper 2000-ICE-270, vol. 34, No. 2, pp. 17-26, 2000.
- [65] J.W. Li, R.D. Matthews, R.H. Stanglmaier, C.E. Roberts & R.W. Anderson, *Further experiments on in-cylinder wall wetting in direct injected gasoline engines*, SAE Paper 1999-01-3661, pp. 75-86, 1999.
- [66] R. Lindgren, *Characterization of gasoline spray-wall interactions*, Ph.D. thesis, Chalmers University of Technology, 2004.
- [67] Lord Rayleigh, *On the capillary phenomena of jets*, Proc. R. Soc., vol. 29, pp. 71-97, 1879.
- [68] W.C. Macklin, & G.J. Metaxas, *Splashing of drops on liquid layers*, J. of Applied Physics, vol. 47, pp. 3963-3970, 1976.
- [69] M. Marengo, S. Sikalo, and C. Tropea, *Impact of drops on inclined dry surfaces*, Proc. ILASS Europe, Manchester (United Kingdom), 1998.
- [70] M. Marengo, & C. Tropea, *Aufprall von Tropfen auf Flüssigkeitsfilme*, DFG, Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben, Tr. 194/10, 1999.
- [71] S. Matsumoto, & S. Saito, *On the mechanism of suspension in horizontal pneumatic conveying: Monte Carlo simulation based on the irregular bouncing model*, J. Chem. Eng. of Japan, vol. 3, pp. 83-92, 1970.
- [72] F.K. McGinnis, & J.P. Holman, *Individual droplet heat transfer rates for splattering on hot surfaces*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 12, pp. 95-108, 1969.

- [73] G. Mie, *Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen*, Ann. Phys., vol. 25, pp. 377-455, 1908.
- [74] C. Mundo, *Zur Sekundärzerstäubung newtonscher Fluide an Oberflächen*, Ph.D. thesis, University of Erlangen, Germany, 1995.
- [75] C. Mundo, M. Sommerfeld, & C. Tropea, *Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and break-up process*, Int. J. of Multiphase Flow, vol. 21, No. 2, pp.151-173, 1995.
- [76] C. Mundo, M. Sommerfeld, & C. Tropea, *Experimental studies of the deposition and splashing of small liquid droplets impinging on a flat surface*, Proc. ICLASS-94, Rouen (France), 1994.
- [77] C. Mundo, M. Sommerfeld, & C. Tropea, *On the modelling of liquid sprays impinging on surfaces*, Atomization and Sprays, vol. 8, No. 6, pp. 625-652, 1998.
- [78] J.D. Naber, & P.V. Farrell, *Hydrodynamics of droplet impingement on a heated surface*, SAE Technical Paper Series, No. 930919, 1993.
- [79] N. Nagai, & S. Nishio, *Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface*, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 12, No. 3, pp. 373-379, 1996.
- [80] N. Nikolopoulos, & G. Bergeles, *Impingement of a droplet onto a dry wall: a numerical investigation*, 9th ICLASS, Sorrento, 2003.
- [81] F. Onofri, *État de l'art de la granulométrie laser en mécanique des fluides*, Proc. 9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 2004.
- [82] A.A.H. Padua, J.M.N.A. Fareleira, J.C.G. Calado, and W.A. Wakeham, *Density and viscosity measurements of 2,2,4-Trimethylpentane (Isooctane) from 198 K to 348 K and up to 100 MPa*, J. Chem. Eng. Data, vol. 41, pp. 1488-1494, 1996.
- [83] J. Park, G.S. Hyun, D. Lee, & S. Goto, *Simultaneous observation of liquid and evaporated state of butane spray at direct injection SI engine conditions*, Proc. of ICLASS-ASIA '99, 1999.
- [84] K. Park, & A.P. Watkins, *Comparison of wall spray impaction models with experimental data on drop velocities and sizes*, Int. J. of Heat and Fluid Flow, vol. 17, No. 4, pp. 424-438, 1996.
- [85] C.O. Pederson, *The dynamics and heat transfer characteristics of water drops impinging upon a heated wall*, Ph.D. thesis, Carnegie-Mellon University, 1967.
- [86] B. Platet, & G. Lavergne, *Impact de gouttes sur paroi froide en présence ou non de film liquide*, rapport technique, ONERA, 1991.
- [87] K. Range, *Impact, étalement et éclatement de gouttes sur diverses surfaces horizontales et inclinées*, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1995.

- [88] W.E. Ranz, & W.R. Marshall, *Evaporation from drops*, Chemical Eng. Progress, vol. 48, pp. 141-146, 1952.
- [89] R.C. Reid, J.M. Prausnitz, and T.K. Sherwood, *The properties of gases and liquids*, pp. 188-190, 1977.
- [90] R.D. Reitz, and R. Diwakar, *Effect of drop break-up on fuel sprays*, SAE Paper 860469, 1986.
- [91] B. Richter, K. Dullenkopf, and H.J. Bauer, *Investigation of secondary droplet characteristics produced during wall impact*, 12th Int. Symp. On the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne, 2004.
- [92] B. Richter, K. Dullenkopf, and S. Wittig, *Wall impact of single droplets under conditions of DISI-engines*, 9th ICLASS, Sorrento, 2003.
- [93] W. Riem, *Untersuchung über den Einspritzvorgang bei Dieselmotoren*, ZVDI 68, 1924.
- [94] R. Rioboo, M. Marengo, & C. Tropea, *Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces*, Experiments in Fluids, vol. 33, pp. 112-124, 2002.
- [95] R. Rioboo, C. Tropea, & M. Marengo, *Outcomes from a drop impact on solid surfaces*, Atomization and Sprays, vol. 11, No. 2, pp. 155-165, 2001.
- [96] R. Rioboo, C. Tropea, & M. Marengo, *Outcomes from a drop impact on solid surfaces*, Proc. ICLASS 99, Toulouse, 1999.
- [97] F. Rodriguez, & R. Mesler, *Some drops don't splash*, Colloid & Interface Sci., vol. 106, pp. 347-352, 1985.
- [98] I.V. Roisman, L. Araneo, M. Marengo & C. Tropea, *Evaluation of drop impingement models: experimental and numerical analysis of a spray impact*, Proc. 15th ICLASS-Europe, Toulouse, 1999.
- [99] N. Roth, A. Frohn, & K. Anders, *The velocity change of ethanol droplets during collision with a wall analysed by image processing*, Experiments in Fluid, vol. 15, pp. 91-96, 1993.
- [100] W. Samenfink, *Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit Schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*, Ph.D. thesis, Universität Karlsruhe, 1997.
- [101] W. Samenfink, *International report of the labour machines WS 95/96*, Inst. F. Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe, 1995.
- [102] W. Samenfink, A. Elsässer, K. Dullenkopf, & S. Wittig, *Droplet interaction with shear-driven liquid films: analysis of deposition and secondary droplet characteristics*, Int. J. of Heat and Fluid Flow, vol. 20, pp. 462-469, 1999.

- [103] R. Schmehl, H. Roskamp, M. Willmann, S. Wittig, *CFD Analysis of Spray Propagation and Evaporation Including Wall Film Formation and Spray/Film Interactions*, Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, n° 5, pp. 520-529, 1999.
- [104] F. Seco, *Étude de l'impact de gouttes sur paroi froide et film liquide*, rapport de DEA, ONERA/ENSIMEV, 2000.
- [105] M. Seki, H. Kawamura, & K. Sanokawa, *Transient temperature profile of a hot wall due to an impinging droplet*, ASME J. of Heat Transfer, vol. 100, pp. 167-169, 1978.
- [106] J. Senda, M. Ohnishi, T. Takahashi, H. Fujimoto, A. Utsunomiya, & M. Wakatabe, *Measurement and modelling on wall wetted fuel film profile and mixture preparation in intake port of SI engine*, SAE Technical Paper Series, No. 1999-01-0798, 1999.
- [107] S. Sikalo, M. Marengo, C. Tropea, & E.N. Ganic, *Analysis of impact of droplets on horizontal surfaces*, Experimental Thermal and Fluid Sciences, vol. 25, pp. 503-510, 2002.
- [108] D. Sivakumar, & C. Tropea, *Splashing impact of a spray onto a liquid film*, Phys. of Fluids, vol. 14, No. 12, pp. 85-88, 2002.
- [109] M. Sommerfeld, *Theoretical and experimental modelling of particulate flow*, Lecture Series 2000-06, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2000.
- [110] D.W. Stanton, & C.J. Rutland, *Modelling fuel film formation and wall interaction in diesel engines*, SAE Paper 960628, 1996.
- [111] C.D. Stow, & M.G. Hadfield, *An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with a unyielding dry surface*, Proc. R. Soc. London, vol. A373, pp. 419-441, 1981.
- [112] C.D. Stow, & R.D. Stainer, *The physical products of a splashing water drop*, J. of Meteorological Soc. Of Japan, vol. 55, No. 5, pp. 518-531, 1977.
- [113] Z. Tamura, & Y. Tanasawa, *Evaporation and combustion of a drop contacting with a hot surface*, Proc. 7th Int. Symposium on Combustion, London (United Kingdom), 1959.
- [114] C. Tropea, & M. Marengo, *The impact of drops on walls and films*, Proc. 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow, Lyon (France), 1998.
- [115] C. Tropea, & I.V. Roisman, *Modelling of spray impact on solid surfaces*, Atomization and Sprays, vol. 10, pp. 387-408, 2000.
- [116] L.M.J. Wachters, & N.A.J. Westerling, *The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state*, Chemical Eng. Sciences, vol. 21, pp. 1047-1056, 1966.
- [117] P. Walzel, *Zerteilgrenze beim Tropfenzerfall*, Chem. Ing. Tech., vol. 52, pp. 338-339, 1980.

- [118] D.A. Weiss, & A. L. Yarin, *Single drop impact onto liquid films: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment and crown formation*, J. Fluid Mech., vol. 385, pp.229-254, 1999.
- [119] J.K.S Wong, & O.L. Gulder, *Spheroidal evaporation and ignition of fuel droplets on a hot surface*, 20th Int. Symp. of Combustion, Ann Harbor, Michigan, USA, pp. 1751-1760, 1984.
- [120] A.M. Worthington, *A second paper on the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate*, Proc. of the Royal Soc. of London, Series A, vol. 25, pp. 489-503, 1877.
- [121] A.M. Worthington, *A study of splashes*, Macmillan, New York, 1963.
- [122] A.M. Worthington, *On the forms assumed by drops of liquids falling vertically on a horizontal plate*, Proc. of the Royal Soc. of London, Series A, vol. 25, pp. 261-271, 1876.
- [123] A.C. Wright, *A physically-based model of the dispersion of splash droplets ejected from a water drop impact*, Earth Surface Proc. & Landforms, vol. 11, pp. 351-367, 1986.
- [124] S.C. Yao, & K.Y. Cai, *The dynamics and Leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles*, Exp. Thermal and Fluid Sciences, vol. 1, pp. 363-371, 1988.
- [125] A.L. Yarin, & D. Weiss, *Impact of drops on solid surface: self similar capillary waves and splashing as a new type of cinematic discontinuity*, J. of Fluid Mech., vol. 283, pp. 141-156, 1995.

Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée

Résumé :

Les écoulements en phase dispersée sont présents dans de nombreux procédés industriels. En particulier, dans les moteurs à combustion interne ou en propulsion aéronautique et spatiale, le mélange est réalisé par injection du carburant liquide dans l'air environnant. L'efficacité de la combustion et le niveau de production de polluants dépendent très fortement de la qualité de la pulvérisation de carburant (phénomène d'atomisation). Les caractéristiques de la phase dispersée peuvent être modifiées par l'interaction du brouillard avec les parois de la chambre de combustion, processus qu'il convient de comprendre, prévoir et quantifier pour l'optimisation des performances des moteurs. Ce travail de thèse a donc consisté à étudier expérimentalement puis à modéliser les différents processus physiques liés à l'interaction entre des gouttes de carburant et une paroi chaude. Une classification des différents régimes observés est tout d'abord proposée, sur la base d'une classification existante étendue à l'aide des données expérimentales obtenues dans le cadre de cette thèse. Ensuite, une étude détaillée du régime dit de « splashing » est entreprise ; l'avancée principale de cette étude provient de l'élaboration d'une corrélation permettant de calculer la distribution en taille des gouttes secondaires générées à la suite du splashing, cette corrélation prenant en compte non seulement les caractéristiques de la goutte incidente, mais également la température de la paroi. Enfin, l'ensemble des phénomènes est intégré au sein d'un modèle global d'interaction gouttes/paroi qui permet de déterminer, pour chacun des régimes, le devenir de la goutte incidente. Ce modèle a par ailleurs été validé à l'aide de résultats expérimentaux provenant de la littérature.

Mots-clés :

Interactions gouttes/paroi, chambres de combustion, régimes d'impact, splashing, mesure de taille de goutte

Modelling of the impaction of an evaporating droplet mist on a heated wall under pressure conditions

Abstract :

Dispersed phase flows exist in many industrial processes. Especially inside internal combustion engines, in aeronautical or space propulsion, the mixing is done by injecting fuel to the ambient air. Combustion efficiency and the level of pollutant emissions strongly depend of the quality of fuel pulverisation (atomisation phenomenon). The main characteristics of the dispersed phase can be modified by the interaction of the mist with the wall of the combustion chamber. This phenomenon requires further investigation, in order to optimise the yield and performances of engines. This PhD work consisted in studying experimentally the physical phenomena involved in the droplet/wall interaction process and then in modelling them. A classification of the main regimes has first been elaborated. Then a detailed survey of the "splashing" regime has been carried out: the major breakthrough resides in the definition of a correlation which allows the calculation of secondary droplets size distribution, taking the wall temperature into account. Finally the entire experimental work is integrated inside a global droplet/wall interaction model, which enables us to know the outcome of incident drops. This model has been validated by means of experimental data coming from the literature.

Keywords:

Drop/wall interactions, combustion chamber, impaction regimes, splashing, drop size measurement

